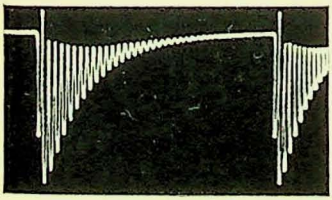
Heinz
Richter

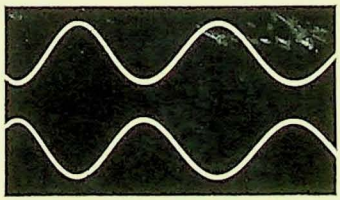
IMPULSPRAXIS

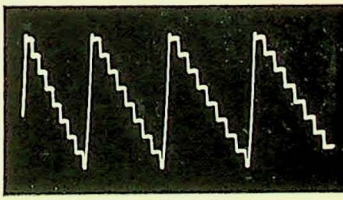
in Versuchen und Oszillogrammen

Eine Einführung in das praktische Arbeiten mit elektronischen Impulsschaltungen

Band 1
Röhrenschaltungen







FRANCKH

Angewandte Elektronik

ING. HEINZ RICHTER

IMPULSPRAXIS IN VERSUCHEN UND OSZILLOGRAMMEN

BAND 1
RÖHRENSCHALTUNGEN

Dieses Hilfsbuch ebnet dem Werkstatt-Techniker mit herkömmlichem Elektronik-Wissen den Weg zu wohlfundierten Kenntnissen in der Impulstechnik. Es zeigt, wie man von der rein praktischen Seite her fast allein durch Versuche, ohne langwierige Rechenarbeit, dem Ziele näher kommt.

Das neue Buch »Impulspraxis« zeigt, wie sich die Schaltungen bei Versuchen verhalten, wie man diese Versuche macht, was dabei schiefgehen kann, wie sich das in den Oszillogrammen auswirkt, wie man Abhilfe schafft, wie man die Schaltungen für einen bestimmten Zweck richtig dimensioniert. Alle Schaltungen sind vom Verfasser selbst am Labortisch erprobt, alle Oszillogramme eigene Aufnahmen. Die Versuche sind so ausgewählt, daß sie die Basis für alle nur denkbaren impulstechnischen Spezialgebiete bilden. Kurz, das Buch bringt das, »was nicht in den Lehrbüchern der Impulstechnik steht«, für alle Techniker und Berufsanwärter in der Automation, in der industriellen Elektronik, der Fernsehtechnik, Radartechnik, der elektronischen Rechner und andere hochaktueller Gebiete.

FRANCKH'SCHE RADIO BÜCHER

Seit über 35 Jahren

Angewandte Elektronik

Heinz Richter

Impulspraxis

in Versuchen und Oszillogrammen

Band 1

Röhrenschaltungen

Eine Einführung in das praktische
Arbeiten mit elektronischen
Impulsschaltungen

Mit 72 Abbildungen im Text
und 210 Bildern und Oszillogrammen
auf 14 herausnehmbaren Tafeln

Franckh'sche Verlagshandlung Stuttgart

Sämtliche Aufnahmen vom Verfasser

Schutzumschlag von Edgar Dambacher unter Verwendung von Aufnahmen des Verfassers und der Valvo-Pressestelle
Reinzeichnungen von Ingrid Stadlthammer

Sämtliche Abbildungen sind durchnumeriert. Die Schaltbilder sind in den fortlaufenden Text eingebaut, während die Fotos in einem gesonderten Tafelteil zusammengestellt wurden. Um das Auffinden der Fotos nun zu erleichtern, befinden sich hinter den zugehörigen Abbildungsnummern ein großes T und eine römische Ziffer, z. B. Abb. 17 / T III, was bedeutet, daß die Abbildung 17 auf Tafel III im Tafelteil zu finden ist.

Franckh'sche Verlagshandlung, W. Keller & Co., Stuttgart / 1961 / Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdrucks, der photomechanischen Wiedergabe und der Übersetzung, vorbehalten / © Franckh'sche Verlagshandlung, W. Keller & Co., Stuttgart, 1961 / Printed in Germany / Verlagsnummer 3069 St. / Druck: Buch- und Offsetdruckerei Johannes Illig, Göppingen.

Impulspraxis
Band 1 Röhrenschaltungen

Einleitung 9

Erstes Kapitel: Arbeitspraxis mit Impulsschaltungen . . . 16

I. Praktische Bedeutung und Anwendungsgebiete der Impulstechnik 16

II. Experimentiertechnik und Versuchsanordnungen 19
1. Benötigte Einzelteile 19
2. Experimentier-Aufbauten 21
3. Experimentier-Versuchsgeräte 23
4. Stromquellen 24
5. Meßgeräte 25

III. Allgemein gültige impulstechnische Grundbegriffe 28
1. Die wichtigsten Impulsformen 29
2. Grundlegende Zusammenhänge und Definitionen 31
3. Die Kurzzeit-Impulstechnik 36
4. Spezialröhren der Impulstechnik 37
5. Tabelle einiger wichtiger Spezialröhren 41

Zweites Kapitel: Praxis der Impulsgeneratoren 43

I. Selbständige Impulsgeneratoren 43
1. Glimmlampenschaltungen und ihre Synchronisierung . . . 44
2. Thyratronschaltungen 47
3. Linearisierungsmöglichkeiten einfacher Art 49

4. Astabiler anodengekoppelter Multivibrator 51
5. Astabiler kathodengekoppelter Multivibrator 58
6. Sperrschwinger 61
7. Das bootstrap-Prinzip am Beispiel des Sperrschwingers . . 66
8. Der Sperrschwinger als Impulsgenerator im Nanosekundenbereich 67
9. Das Transitron 69
10. Das Millerprinzip und das Miller-Transitron 71

II. Unselbständige (getriggerte) Impulsgeneratoren 78
1. Die Urform der getriggerten Röhrenschaltung 78
2. Die monostabile Thyratronschaltung 82
3. Monostabile Multivibratoren (Univibratoren) 84
4. Bistabile Multivibratoren (Flip-Flop-Schaltungen) 99
5. Triggerung von unselbständigen Impulsgebern 104
6. Der Schmitt-Trigger 107
7. Das Sanatron 116

Drittes Kapitel: Praxis der Impulsformerschaltungen . . . 125

I. Begrenzer- und Clipperschaltungen 125
1. Einfach-Clipper mit Dioden 126
2. Doppel-Clipper mit Dioden 128
3. Pentoden-Clipper 128
4. Begrenzer mit Dioden 130
5. Pentodenbegrenzer 132
6. Triodenbegrenzer 134

II. Klammerschaltungen 135
1. Grundsätzliche Wirkungsweise 135
2. Andere Schaltmöglichkeiten 137

III. Impuls-Integratoren 138
1. Integration von Rechteckschwingungen 138
2. Integration von Sägezähnen 143
3. Integratoren zur Impulsdehnung 146
4. Fehlerfreie Integration 147

IV. Impuls-Differenzierschaltungen 147
1. Differenzierung von Rechteckschwingungen 148
2. Doppelte Differenzierung 153
3. Differenzierung von Sägezähnen 155
4. Differenzierung mit Induktivitäten und Resonanzkreisen . 156
5. Fehlerfreies Differenzieren 160

Viertes Kapitel: Einige Spezialschaltungen der Impulspraxis 162

I. Impulsmischer, Torschaltungen, Koinzidenzschaltungen . . . 162
1. Aufgaben und allgemeine Schaltungstechnik 162
2. Untersuchung einer Heptodenschaltung 166

II. Phasenschieber und Impulsverzögerer 170
1. Univibratoren und Schmitt-Trigger 171
2. Sinus-Phasenschieber mit Impulsformer 173
3. Laufzeitketten und Laufzeitkabel als Phasenschieber . . . 176

III. Das Kabel als Impulsformer 177
1. Grundsätzliches Verhalten 177
2. Schaltungstechnik mit Kabeln als Impulsformer 178

IV. Frequenzteiler 182
1. Sinus-Frequenzteiler 183
2. Astabile Frequenzteiler 183
3. Univibrator-Frequenzteiler 184
4. Bistabile Frequenzteiler 185
5. Zählröhren-Frequenzteiler 186
6. Frequenzteiler mit stufenweiser Kondensator-Aufladung . 187

Fünftes Kapitel: Impulsverstärker und Impulsentzerrung . 196

I. Formgetreue Verstärkung von Rechteckschwingungen 197
1. Die unkompensierte RC-Stufe 197
2. Stufen mit L-Kompensation 201
3. Kompensierte Spannungsteiler 205
4. Kompensationsmaßnahmen durch Gegenkopplung bei hohen Frequenzen 207
5. Kompensationsschaltungen bei tiefen Frequenzen 209

II. Der Kathodenfolger im Impulsverstärker 215
1. Grundsätzliche Eigenschaften 215
2. Kathodenfolger-Standardschaltungen im Eingang und Ausgang von Breitbandverstärkern 217
3. Kombinationsschaltungen hoher Wirksamkeit 220
4. Der Kathodenfolger als Koppelglied zwischen Breitband-Verstärkerstufen 221

III. Impuls-Spezialverstärker 223
1. Gleichspannungsverstärker 223
2. Übersteuerungsfeste Stufen (Linearverstärker) 226
3. Impuls-Trägerfrequenz-Verstärker 230

Formelanhang 232

Literaturverzeichnis 243

Sachregister 252

Einleitung

Fernsehempfänger haben in viele Heime Einzug gehalten, und täglich kommen neue Teilnehmer hinzu. Flugzeuge und Schiffe werden wie von Geisterhand durch Nacht und Nebel mit unsichtbaren Strahlen gelenkt, und die Männer der Bodenstationen können über viele hundert Kilometer hinweg das Aufsteigen eines Flugzeuges beobachten. Um unsern Erdball kreisen Satelliten und verrichten mit großer Präzision Arbeiten, die ihnen von der Erde aus befohlen werden. Durch Druck auf einen Knopf kehren sie zum Erdboden zurück. In den Labors der Großindustrie, der Universitäten, der Hochschulen, aber auch in statistischen Büros, in großen Banken wie überhaupt in kaufmännischen Großbetrieben stehen Wunderwerke modernster Technik, die elektronischen Rechenmaschinen. Sie bewältigen in Sekundenschnelle Aufgaben, für die sonst ein Heer von Angestellten Monate brauchen würde. Dem Kernphysiker sind elektronische Hilfsmittel an die Hand gegeben, mit deren Hilfe er einzelne Kernteilchen nicht nur zählen, sondern auch sortieren, näher untersuchen und mit großer Präzision registrieren kann. Die Automation in allen modernen Betrieben macht Riesenfortschritte. Das ist für uns lebensnotwendig, denn der personelle Engpaß macht sich fast von Tag zu Tag spürbarer bemerkbar. Erstaunliches wird auf diesem Gebiet geleistet: Betriebe, die früher ein Heer von Arbeitern und Angestellten beschäftigen mußten, kommen jetzt mit einem Bruchteil des früheren Personalbestandes aus.

Es ist heute auch in weiteren Kreisen kein Geheimnis mehr, daß wir diese erstaunlichen und oft geisterhaft anmutenden Fortschritte einem Spezialzweig der Technik verdanken, der sich Elektronik nennt. Ein reichhaltiges Schrifttum hat in den letzten Jahren eine beachtliche Aufklärungsarbeit geleistet, und auch die Bücher des Verfassers mögen einen gewissen Anteil daran haben. Wollte sich aber die Elektronik ausschließlich auf die konventionelle Nachrichtentechnik stützen, die mit Gleichströmen und Wechselströmen „stetigen" Verlaufs arbeitet — sie unterscheiden sich nur in ihrer Frequenz von den Sinusspannungen unserer Lichtnetze —, so hätte

sie niemals den heutigen, geradezu phantastischen Entwicklungsstand erreichen können. Ein neues Spezialgebiet, die Impulstechnik, kam ihr rechtzeitig zu Hilfe. Impulse sind an sich unscheinbare elektrische Spannungs- oder Stromstöße, die relativ lang, aber auch sehr kurz sein können; Bruchteile von einer millionstel Sekunde Dauer sind durchaus an der Tagesordnung, und erst mit Hilfe dieser Impulse bzw. der zugehörigen Technik wurden Erfolge möglich, wie wir sie eingangs andeuteten und von denen sich noch vor wenigen Jahrzehnten niemand etwas hätte träumen lassen.

Auf dem deutschen Büchermarkt gibt es verhältnismäßig zahlreiche Lehrbücher über Impulstechnik. Sie sind außerordentlich wertvoll und für den vorgebildeten Fachmann, der mit Formeln umzugehen versteht und über eine hinreichende physikalische Vorbildung verfügt, geradezu unentbehrlich. Indessen muß sich heute in immer mehr zunehmendem Umfang ein wesentlich größerer Personenkreis mit impulstechnischen Fragen auseinandersetzen. Denken wir z. B. an die zahlreichen Techniker in den Prüffeldern und Betriebslaboratorien der Großindustrie, ganz gleich, ob es sich um Hersteller von Fernsehgeräten, Radargeräten, Rechenmaschinen, kernphysikalischen Meßeinrichtungen usw. handelt. Die führenden Techniker, die mit der modernen Technik groß geworden sind und Schöpferisches auf ihren Gebieten geleistet haben, wissen ein Lied davon zu singen, wie schwer manchen Anfängern und auch ausgebildeten Technikern der Übergang von der konventionellen Wechselstromtechnik zur Impulstechnik fällt. Es treten also dringende Ausbildungsprobleme auf, die um so gravierender werden, je kostbarer die Zeit wird. Ein riesengroßes Heer von technischen Nachwuchskräften wird benötigt; diese müssen sich so schnell wie möglich in alle modernen Probleme, zu denen die Impulstechnik in erster Linie gehört, hineinarbeiten.

Was tun? Die führenden technischen Kräfte haben nur in seltenen Fällen Zeit, ihr ungemein wertvolles und kostbares Wissen in geeigneter Form an den Nachwuchs weiterzuvermitteln. So drücken sie oft den Anwärtern Bücher in die Hand, in denen die Impulstechnik mehr oder weniger theoretisch behandelt wird. Der Erfolg ist, wie vorauszusehen war, nicht ermutigend; immer wieder zeigt sich nämlich, daß eine abstrakte und trockene Darstellung, sei sie

inhaltlich noch so wertvoll, viele Leute mit nur relativ einfachen technischen Vorkenntnissen veranlaßt, die Flinte bald ins Korn zu werfen. Sie fühlen sich überfordert, und das mit Recht, denn sie können den Inhalt von Büchern, die von Spezialisten für Spezialisten geschrieben sind, verständlicherweise niemals in sich aufnehmen.

Das hier vorliegende Buch möchte dem geschilderten Mangel abhelfen. Es bringt gewissermaßen das, was nicht in den Lehrbüchern der Impulstechnik zu finden ist, nämlich die rein praktische Seite, so weit natürlich mit Theorie untermauert, wie das nun einmal unumgänglich ist. Dabei kommt uns die Tatsache zustatten, daß wir gewissermaßen in einem optischen Zeitalter leben. Bilder in einer unwahrscheinlichen Fülle und Vielgestaltigkeit dringen täglich und stündlich auf uns ein; dafür sorgen die großen Illustrierten, das Kino, das Fernsehen und ähnliche Einrichtungen. Und was zeigt sich dabei? Das Bild wird mit größtem Interesse, oft mit wahrer Leidenschaft aufgenommen; es ersetzt mitunter die Lektüre dicker Bücher und Zeitschriften und vermittelt dabei letzten Endes ein gewisses Maß an Wissen. Über den Wert dieses Wissens mögen sich die Gelehrten streiten; wir halten uns an die Tatsachen und stellen fest, daß ein auf diesem Wege erworbenes Wissensgut für den Betreffenden bei richtiger Verarbeitung durchaus wertvoll ist. Und weil solch ein durch die Sprache der Bilder vermitteltes Wissen auch von Leuten mit geringerer Vorbildung relativ schnell und mit hohem Wirkungsgrad aufgenommen wird, übertragen wir diese Erkenntnisse auf die Darlegungen unseres Buches über Impulspraxis: wir arbeiten vorzugsweise mit den Photos der Impulse, den Oszillogrammen.

Ein Oszillogramm, dargestellt auf dem Leuchtschirm eines einfachen Oszillographen ohne Eichung, gestattet in der Mehrzahl der Fälle nur qualitative Aussagen. Es gibt aber ein äußerst anschauliches Bild von den sich in den verschiedenen Impulsschaltungen abspielenden Vorgängen, und das scheint uns von erstrangiger Bedeutung zu sein. Der Anfänger muß sich in die neue Technik „hineinfühlen". Kein Meßinstrument ist dafür besser geeignet als der Oszillograph, und keine Formel gibt einen anschaulicheren Eindruck von den Verhältnissen als das Oszillogramm. Um es nochmals zu betonen: eine quantitative Auswertung der Oszillogramme ist für den Anfän-

ger gar nicht erforderlich; er soll sie zunächst einmal mit dem bloßen Auge erfassen und daraus seine Rückschlüsse ziehen. Deshalb wurden alle Oszillogramme in diesem Buch mit einem relativ einfachen, nicht geeichten Oszillographen gemacht. Das ist auch deshalb wichtig, weil dem Durchschnitts-Anfänger die äußerst kostspieligen Meßoszillographen, wie sie heute auf den Markt kommen, gar nicht zur Verfügung stehen. Die Beobachtung der grundsätzlichen Vorgänge in Impulsschaltungen gelingt aber mit einfacheren Ausführungen in vollkommen ausreichender Weise.

Sämtliche in diesem Buch vorkommenden Schaltungen wurden vom Verfasser sorgfältig im Labor untersucht, die dabei anfallenden Oszillogramme wurden photographiert. Sie bilden ein Kernstück des Buches. Die in den einzelnen Schaltungen sich abspielenden elektrischen Vorgänge werden kurz und einleuchtend erklärt, gleichzeitig aber durch die Oszillogramme belegt. Sie zeigen in ihrer eindringlichen Sprache das, auf was es ankommt. Damit allein ließ es der Verfasser aber nicht bewenden; er bemühte sich, Abweichungen von der Regel, wie sie beim Experimentieren am Labortisch an der Tagesordnung sind, absichtlich zu provozieren, sie zu erläutern und so dem Leser immer wieder den richtigen Weg zu weisen. Dieser wird, wenn er das vorliegende Buch durchgearbeitet hat, viele Fehler von vornherein zu vermeiden verstehen, die manchem Anfänger Unbehagen bereiten, Unsicherheit verursachen und vor allem viel Zeit kosten. Über diese Probleme findet man in den Lehrbüchern der Impulstechnik so gut wie nichts; aber gerade darüber muß der Anfänger, der Praktiker, der junge Labortechniker und der junge Laboringenieur Bescheid wissen. Sonst kommt er nicht weiter und verliert zum Schluß den Mut. Um wirklich die Praxis zu zeigen, hat sich der Verfasser nicht darauf beschränkt, schon bekannte Sachen einfach zu referieren. Das Buch entstand vielmehr unmittelbar aus eigener Laborpraxis heraus, aber natürlich unter Verwertung bekannter Schaltungen und Ergebnisse.

Selbstverständlich leiten wir aus allen Erklärungen, aus den beobachteten Erscheinungen, den Oszillogrammen usw. wichtige praktische Schlüsse ab; es ergeben sich häufig durch einfache Beobachtungen und Überlegungen primitive, aber brauchbare Bemessungsregeln, so daß man auch ohne Mathematik imstande ist, eine Impulsschaltung

so weit richtig zu dimensionieren, daß sie ihren Zweck erfüllt. Hat man das einmal selbst bei der praktischen Arbeit erlebt, so wächst die Freude und das Bedürfnis, sich weiter in die Theorie hineinzufinden. D a n n erst sollte der Anfänger fragen und sich Rat aus den Büchern suchen, die ihm zu Beginn seiner Tätigkeit verschlossen bleiben mußten; ist er soweit, so hat unser Buch seinen Zweck voll und ganz erfüllt. A m A n f a n g sollte also i m m e r d e r V e r s u c h stehen; dann folgen die Rückschlüsse daraus und schließlich das tiefere Eindringen in die theoretischen Zusammenhänge.

Beim Studium dieses Buches sollten einige wenige, aber wichtige Gesichtspunkte berücksichtigt werden: stets versuche man, zuerst die grundsätzliche Wirkungsweise der Schaltung zu verstehen. Dann bemühe man sich, die Schaltung mit einfachen Mitteln aufzubauen und zu untersuchen, wie das ausführlich beschrieben wird. Man betrachte die entstehenden Oszillogramme und vergleiche sie mit den Oszillogrammen dieses Buches. Man lege sich Rechenschaft über Sondererscheinungen ab und präge sich vor allem die Form des Oszillogramms genau im Gedächtnis ein. Man versuche, rein optisch zwischen kurzen und langen Anstiegzeiten von Rechteckspannungen, Impulsen usw. zu unterscheiden, und man bemühe sich, die in Betracht kommenden Zeiten an Hand der meist angegebenen Folgefrequenz der Impulse ungefähr abzuschätzen. Hält man sich systematisch an diese Arbeitsweise, so wird man den größten Nutzen aus der Lektüre des Buches ziehen. Sie ist natürlich nicht so einfach und anspruchslos wie die Lektüre eines Romans; es reichen aber die einfachsten Vorkenntnisse, etwa in dem Umfang, wie sie ein Radioamateur oder ein Werkstattechniker hat, vollkommen aus, um in die wichtigen Grundlagen der Impulspraxis hineinzukommen und so den Anschluß an die „höhere Technik" zu finden.

Der Umfang des Stoffes brachte es mit sich, daß wir das Gebiet in zwei Bänden aufgeteilt haben. Der hier vorliegende erste Band bringt nur mit Röhren arbeitende Schaltungen, während der zweite Band die Impulspraxis mit Halbleiterbauteilen besprechen wird. Diese Trennung schreibt dem Leser unwillkürlich vor, daß er nach Möglichkeit mit Röhren beginnen soll. Sie sind ihm aus seiner früheren praktischen Tätigkeit in der Radiotechnik geläufig, und er kann sich voll und ganz den eigentlichen Impulsproblemen zuwen-

den. Sind diese an Hand der Lektüre des ersten Bandes in Fleisch und Blut übergegangen, so wird er sich mit Halbleiter-Impulsschaltungen um so müheloser befassen können.

Für diejenigen, „die es ganz genau wissen wollen", enthält das Buch einen Formelanhang. Gelegentlich wird im Text auf diese Gleichungen verwiesen. Das soll n i c h t bedeuten, daß man sie nachschlagen und ansehen muß. Wer mit der Mathematik nicht auf vertrautem Fuße steht, sollte es lieber lassen. Er findet sich in diesem Buch auch ohne Formeln zurecht. Es könnte jedoch sein, daß der eine oder andere Leser auch einmal rechnen bzw. messen möchte. Dann werden ihm die mit großer Sorgfalt ausgewählten, praktisch brauchbaren und sofort auswertbaren Formeln eine beträchtliche Hilfe sein. Aber wie gesagt: Die Auswertung des Inhaltes der Darlegungen im Text wird in keiner Weise beeinträchtigt, wenn man die Formeln beiseite läßt.

Ein kurzer Überblick über den Inhalt: das erste Kapitel bringt praktische Arbeitsrichtlinien mit Impulsschaltungen; nach einer kurzen Einführung in die Bedeutung und die Anwendungsgebiete der Impulstechnik zeigen wir den Lesern, wie sie mit einfachen, billigen Hilfsmitteln die verschiedenen Schaltungen selbst aufbauen und ausprobieren können. Anschließend behandeln wir einige allgemeingültige impulstechnische Begriffe, die leicht zu verstehen sind, in der Impulspraxis aber immer wiederkehren. Das zweite Kapitel bespricht dann die Schaltungspraxis und Wirkungsweise der wichtigsten Impulsgeneratoren. Wir unterscheiden dabei zwischen den selbständigen und den getriggerten Schaltungen. Ähnlich ist das dritte Kapitel aufgebaut, das der Praxis der verschiedenen Impulsformerschaltungen gewidmet ist, die in jeder noch so komplizierten elektronischen Schaltung stets wiederkehren. Man muß sie von Grund auf verstehen.

Im vierten Kapitel kommen einige Spezialschaltungen der Impulspraxis zur Sprache, soweit sie von allgemeiner praktischer Bedeutung sind. Das fünfte Kapitel schließlich ist den Problemen der Impulsverstärker und der Impulsentzerrung gewidmet, Fragen, die heute nach wie vor im Brennpunkt des Interesses der einschlägigen Spezialisten stehen. Der schon erwähnte Formelanhang, ein Literaturverzeichnis und ein recht ausführlich gehaltenes Sachregister beschließen den I. Band.

Der Verfasser hofft, seinen Lesern mit diesem Buch ein bescheidenes Hilfsmittel an die Hand zu geben, das sie befähigt, den oft nicht leichten Sprung vom einfachen konventionellen elektronischen Wissen in die gefestigten Grundlagen der Impulspraxis zu tun. Der Labortisch, das Experiment und das anschauliche Oszillogramm als „Photo" der elektrischen Impulse stehen dabei im Vordergrund. Alle bisherigen Erfahrungen sprechen dafür, daß dieser Ausbildungsweg am sichersten, am einfachsten und auch am schnellsten zum Ziele führt.

H. Richter

Anmerkung: Die in [] gesetzten Zahlen am Schluß der Abschnitte beziehen sich auf das Literaturverzeichnis auf S. 243. Die Oszillogramme wurden mit einem Oszillographen von 80 ns Anstiegzeit und einem Selbstbau-Elektronenstrahl-Schalter mit 50 ns Anstiegzeit in beiden Kanälen gewonnen. Aufnahmen mit „Rolleicord", f = 2,8, Belichtungszeit ~ 1/8 s, Isopan 25° DIN, Verkleinerung ~ 2 : 1.

Die Oszillogramme sind in einem herausnehmbaren, gehefteten Anhang am Schluß des Buches zu finden, den man neben den Text legen kann. Dadurch liegen Text und Bilder stets beisammen, und jedes Vor- oder Zurückblättern wird überflüssig. Diese neuartige Methode vermeidet die beim Einbau der Bilder in den Text entstehenden Nachteile und erleichtert das Studium beträchtlich.

Die Schraffur von Röhrenkolben in den Strichzeichnungen deutet den leitenden Zustand an.

Erstes Kapitel:
Arbeitspraxis mit Impulsschaltungen

Das erste Kapitel enthält einige allgemeine Darlegungen, die wir den folgenden Kapiteln vorausschicken müssen, schon damit die Leser Bedeutung und Anwendungen der Impulspraxis richtig einzuschätzen vermögen. Der erste Hauptabschnitt ist diesen Fragen gewidmet. Wir werden sehen, daß es sich um zahlreiche und äußerst aktuelle Gebiete handelt, die sich in naher und ferner Zukunft ohne jeden Zweifel ganz wesentlich vermehren werden. Im zweiten Abschnitt werden Experimentiertechnik und Versuchsanordnungen besprochen, und zwar so, daß der Leser alle beschriebenen Untersuchungen mit möglichst geringem Aufwand an Einzelteilen und Meßmitteln durchführen kann. Der dritte Abschnitt wird einige Fragen der Kurzzeit-Impulspraxis in allgemeiner Form behandeln; die Tendenz zur Erzeugung und Verarbeitung immer kürzerer Impulse ist nämlich unverkennbar, insbesondere seit die in der Kernphysik übliche Meßtechnik immer höhere Anforderungen stellt. Der letzte Abschnitt schließlich gibt bereits einen Überblick über die in der Praxis vorkommenden Impulsformen und über ihre praktische Bedeutung; wir besprechen ferner einige grundlegende, in der Impulspraxis immer wiederkehrende Zusammenhänge und impulstechnische Definitionen.

I. Praktische Bedeutung und Anwendungsgebiete der Impulstechnik

Einen richtigen Eindruck von der praktischen Bedeutung der Impulstechnik gewinnt man am besten bei der Aufzählung der verschiedenen Anwendungsgebiete, derjenigen Gebiete also, die sich elektrischer Impulse bedienen. Zweifellos an erster Stelle steht das Fernsehen, das ohne eine moderne Impulstechnik überhaupt nicht denkbar wäre. Bekanntlich wird das fernzusehende Bild in kleine Einzelpunkte zerlegt, die man in elektrische Impulse verwandelt

und nacheinander zu den verschiedenen Empfängern auf drahtlosem Wege überträgt. Dort wird das Bild dann wieder zusammengesetzt. Die Fernsehtechnik stellt also eigentlich nichts anderes als angewandte Impulstechnik dar, und wer die fernsehtechnischen Vorgänge richtig verstehen will, muß die Grundlagen der allgemeinen Impulstechnik gut kennen. Deshalb empfiehlt sich die Lektüre des vorliegenden Buches auch für den angehenden Fernsehtechniker. Ein weiteres, ebenso wichtiges Anwendungsgebiet ist die Radartechnik. Auch hier arbeitet man bekanntlich mit kurzzeitigen Impulsen, die auf drahtlosem Wege zu einem Objekt gelangen, von diesem reflektiert werden, zur aussendenden Station zurückkehren und dort in passender Form zur Registrierung gelangen. Die Radartechnik ermöglicht das Orten und die Bestimmung der Entfernung von Objekten, die weit vom Radargerät selbst entfernt sind. Die erstaunlichen Fortschritte der letzten Jahre, insbesondere die Vergrößerung der Reichweite und die Verbesserung der Auflösungsfähigkeit, verdankt man vorzugsweise der modernen Impulstechnik. Jeder angehende Radartechniker wird sich daher mit deren Grundlagen vertraut machen müssen.

Ein in seiner Bedeutung noch gar nicht abzusehendes Gebiet ist die Technik der elektronischen Rechenmaschinen, fälschlicherweise häufig elektronische Gehirne genannt. Wir denken dabei an die Digitaltypen, die mit Impulsen jeder nur denkbaren Form und in den verschiedensten Schaltungskombinationen arbeiten. Elektronische Rechenmaschinen leisten insbesondere im Hinblick auf den für die Rechnung erforderlichen Zeitaufwand ganz Erstaunliches. Sie bürgern sich nicht nur in wissenschaftlichen oder kaufmännischen Großbetrieben ein, sondern werden in absehbarer Zeit auch in kleinere Betriebe, nicht zuletzt sogar in Haushalte, Eingang finden. Damit eröffnet sich dem Spezialisten, der solche Rechenmaschinen beherrscht, ein hervorragendes Betätigungsfeld. Auch er bedarf jedoch einer gründlichen Kenntnis der allgemeinen Impulstechnik. Das gilt auch für den großen Komplex der Industrie-Elektronik, die sich vorzugsweise mit Steuer- und Regelvorgängen befaßt, die teilweise ebenfalls impulstechnische Grundlagen haben. Ferner spielen in diesem Sondergebiet elektronische Zählschaltungen, Zeitgeberschaltungen, Motorsteuerungen, impulstechnische Regeleinrichtungen

usw. eine große Rolle. Die allgemeine Impulstechnik bietet hierfür eine wichtige Grundlage.

Als weiteres Anwendungsgebiet sei die allgemeine Nachrichtentechnik erwähnt, die in bestimmten Fällen mit Impulsen arbeitet (Impulsmodulation in ihren verschiedenen Abarten). Auch diese Technik konnte sich nur auf dem Boden einer ausgereiften Impulstechnik entwickeln. Selbstverständlich hat auch die allgemeine elektronische und nichtelektronische Meßtechnik, die heute neben der Industrie-Elektronik allergrößte Bedeutung in der Automation genießt, durch die Impulstechnik eine entscheidende Förderung erfahren. Das ersieht man z. B. aus dem Buch „Meßpraxis" vom gleichen Verfasser im gleichen Verlag. Schon allein die Tatsache, daß die heute bereits weitgehend fortgeschrittene Automatisierungstechnik ohne die Impulstechnik überhaupt nicht lebensfähig wäre, beweist die große praktische Wichtigkeit aller impulstechnischen Vorgänge. Sogar in der Elektromedizin findet die Impulstechnik Anwendungsgebiete, sei es etwa in Form der auf der Basis des Kathodenstrahloszillographen arbeitenden zahlreichen Diagnosegeräte oder in Form der Reizgeräte, die heute nur noch mit modernen Impulsgebern arbeiten.

Kerntechnik und Kernphysik stellen Meßaufgaben, die ganz besonders leistungsfähige Impulsschaltungen verlangen. Man muß bedenken, daß die modernen Indikatoren, insbesondere die Szintillationszähler, Impulse extremer Kürze liefern. Sie müssen verstärkt und registriert werden. Hinzu kommt eine weitere Forderung, nämlich die Sortierung nach Amplituden, die bei Szintillationszählern ein Maß für die Energie des Kernprozesses darstellen. Aus diesen Forderungen haben sich ganze Spezialzweige der Impulstechnik entwickelt, die in diesem Buch ebenfalls, wenn auch nur kurz, behandelt werden sollen.

Es bedarf wohl keiner weiteren Worte, um die Bedeutung der allgemeinen Impulstechnik für Zweige von allerhöchster Aktualität zu unterstreichen. Wer über gute impulstechnische Grundlagen verfügt, wird sich leicht in eines der erwähnten Gebiete einarbeiten können, und damit öffnen sich ihm Tätigkeitsbereiche mit ausgezeichneter Bezahlung und hervorragenden Zukunftsaussichten. Dabei spielt natürlich neben der unumgänglichen Theorie die Praxis eine sehr große Rolle [5, 8, 11, 13, 14, 16, 18, 19, 25—33, 34].

II. Experimentiertechnik und Versuchsanordnungen

Für grundlegende Versuche in der Impulstechnik braucht man weder unerschwinglich teure Meßgeräte noch einen Riesenaufwand an hochwertigen Einzelteilen. Das teuerste ist zweifellos der Oszillograph, der nun einmal in der Impulstechnik unentbehrlich ist. Hierfür muß man das meiste Geld ausgeben. Alle anderen Teile können mit relativ geringem finanziellem Aufwand angeschafft werden. Wir besprechen in diesem Abschnitt nicht nur die Teile als solche, sondern zeigen auch, wie man beim Experimentieren praktisch vorgeht, insbesondere wie man die Versuchsanordnungen mit einem Minimum an Zeitaufwand aufbauen kann.

1. Benötigte Einzelteile

Die wichtigsten benötigten Einzelteile kann jeder Radioamateur aufzählen: Es handelt sich um Kondensatoren, Spulen, Widerstände, Röhren und Halbleiter-Bauteile, z. B. Transistoren und Halbleiterdioden. Da der Transistor in diesem Band in seinen impulstechnischen Versuchsschaltungen nicht behandelt wird, brauchen wir uns vorerst nicht darum zu kümmern. Einige Halbleiterdioden jedoch sollten vorhanden sein. Ferner werden die üblichen Hilfsmittel benötigt, um eine Schaltung komplett zusammenbauen zu können.

Beginnen wir bei den Kondensatoren. Wir brauchen verschiedene Festkondensatoren; einige variable Kondensatoren in Form von Trimmern oder Drehkondensatoren sind ebenfalls nützlich. Wenn irgend möglich, sollte man keramische Typen bevorzugen. Zur Not genügen aber auch die üblichen Rollblocks. Wir wollen ja keine betriebssicheren Geräte bauen, von deren Funktion viel abhängt, sondern uns an Hand grundsätzlicher Versuche in die Impulspraxis einarbeiten. Deshalb genügen relativ billige Ausführungen. Allerdings sollten die wichtigsten gebräuchlichen Kapazitätswerte lückenlos und nach Möglichkeit jeweils in mehreren Exemplaren vorhanden sein; das gilt natürlich auch für Widerstände. Trimmer und Drehkondensatoren sind heute leicht und billig zu beschaffen. Sehr große Kapazitätswerte verwirklicht man zweckmäßigerweise mit Elektrolytkondensatoren entsprechender Betriebsspannung.

Für die benötigten Widerstände gelten prinzipiell dieselben Betrachtungen. Wir brauchen eine ziemlich große Zahl von Festwiderständen mit Belastbarkeiten zwischen etwa 0,1 und 3 W. Ähnliches gilt für Drehwiderstände und Potentiometer; hier genügen einfache und billige Ausführungen, wie sie in Radiogeräten vorkommen. Übertriebene Präzision bedeutet nur eine Verteuerung und wäre für uns zwecklos. Die Widerstände sollen nach Möglichkeit induktionsarm sein, d. h., wir dürfen keine drahtgewickelten Widerstandstypen verwenden. Insbesondere bei hohen Impulsfrequenzen bzw. kleinen Impuls-Anstiegzeiten kann sich sonst die Induktivität störend bemerkbar machen. Die in der Radiopraxis üblichen Werte, die wohl jeder Amateur kennt, genügen auch für unsere Zwecke.

Bei den Spulen ist die Sachlage recht einfach; es genügt, wenn wir uns einige Wickelkörper verschiedener Größe und mit verschiedenem Kernmaterial beschaffen. Die Wicklung selbst kann von Fall zu Fall leicht aufgebracht werden, insbesondere da wir nur relativ kleine Induktivitätswerte benötigen. Haben wir darüber hinaus einige Meter Kupferdraht von etwa 0,2 mm Durchmesser mit guter Isolation bei der Hand, so können wir alle erforderlichen Spulen selbst herstellen.

Ein besonderes Kapitel ist die Auswahl der Röhren. Auch hier kommen wir mit Rundfunktypen aus; je mehr wir jedoch in die Kurzzeit-Impulspraxis eindringen wollen, um so schwieriger wird die Röhrenauswahl. Von den diesbezüglichen Anforderungen an die Röhren ist später noch ausführlich die Rede. Hier sei nur darauf hingewiesen, daß es spezielle Impulstypen gibt, die sich für die einschlägigen Versuche besonders gut eignen. Stehen nur wenig Mittel zur Verfügung und wollen wir uns auf relativ niedere Impulsfrequenzen bzw. längere Impulszeiten beschränken, so genügen vollständig die bekannten Rundfunktypen. Recht geeignet ist z. B. die Doppeltriode ECC 81, desgleichen die Breitbandpentode EF 80 sowie die neue EF 184 mit hoher Steilheit. Einige wenige Exemplare solcher Röhren genügen bereits, um die meisten Impulsversuche mit Erfolg durchführen zu können. Daneben sind natürlich Spezialröhren, z. B. eine Gastriode, eine Kaltkathoden-Relaisröhre usw. erwünscht. Beim Durchblättern dieses Buches wird der Leser bald erkennen, welche Typen besonders häufig vorkommen. Nach

Möglichkeit sollten alle Röhren über eine einheitliche Heizspannung verfügen, damit man beim Wechsel von Versuchsaufbauten keine Schwierigkeiten hat. Die E-Röhren mit 6,3 V Heizspannung sind am vorteilhaftesten.

Halbleiterdioden, aber auch Röhrendioden, z. B. die EAA 91, müssen in beschränkter Zahl zur Verfügung stehen. Heute sind normale Germaniumdioden bereits so billig, daß ihre Anschaffung für den interessierten Praktiker keine Schwierigkeiten bedeuten dürfte. Universaltypen, wie etwa die OA 81 oder OA 83, genügen in den meisten Fällen. Empfehlenswert sind daneben einige Schalterdioden, etwa die OA 86, oder auch Dioden mit hoher Sperrspannung, z. B. die OA 72.

Abschließend sei erwähnt, daß man außer den vorstehend genannten Einzelteilen verschiedene Hilfsteile benötigt, z. B. Klemmen, Röhrensockel, Schrauben usw. Die Auswahl dieser Teile hängt davon ab, wie wir unsere Versuchsaufbauten ausgestalten wollen. Einige Anregungen hierfür geben die folgenden beiden Abschnitte.

2. Experimentier-Aufbauten

Wie verwirklichen wir die verschiedenen, in den späteren Abschnitten dieses Buches besprochenen Versuchsschaltungen? Es wäre natürlich verfehlt, wollten wir für jeden einzelnen Versuch ein komplettes Gerät aufbauen. Abgesehen davon, daß solch ein Gerät keinen großen praktischen Wert hätte, wäre der Aufwand an Material und Zeit nicht tragbar. Wir müssen uns daher nach Methoden umsehen, die einen möglichst schnellen und doch elektrisch ausreichenden Versuchsaufbau gestatten, der sich ebenso schnell wieder beseitigen läßt. Hierfür gibt es mehrere Möglichkeiten.

Arbeiten wir mit niederen Impulsfrequenzen und legen wir auf extrem kurze Impulse bzw. kleine Anstiegzeiten usw. weniger Wert, so können wir auf Brettaufbauten, d. h. auf die mechanische Montage der Einzelteile, vollkommen verzichten. Es genügt, wenn wir die Einzelteile durch entsprechende Drähte ohne irgendeine mechanische Befestigung miteinander verbinden. Zu diesem Zweck müssen sich die Teile natürlich schnell zusammenschalten lassen. Sehr bewährt hat sich dabei ein Aufbau der Teile auf kleine Brettchen, die

ihrerseits Klemmen oder sonstige Anschlußmöglichkeiten tragen. Abb. 1/T I[1]) zeigt deutlich, wie das gemeint ist. Wir sehen in diesem Bild einen einfachen Versuchsaufbau, der aus Kondensatoren, Widerständen, einer Röhre, einem Meßinstrument und einem Potentiometer besteht. Die Teile sind jeweils auf Holzbrettchen montiert, die mit Apparateklemmen zum Anschluß versehen sind. Die Schaltung selbst wird durch Verbinden der Teile zu einem Gesamtkomplex verwirklicht; hierfür verwendet man die bekannten Laborlitzen (gut biegsames und gut isoliertes Kabel, jeweils an den Enden mit Bananensteckern versehen, in verschiedenen Längen). Jede einfachere Versuchsschaltung läßt sich mit diesen Hilfsmitteln in wenigen Minuten zusammenschalten, und das Verfahren hat den Vorteil großer Übersichtlichkeit. Kritische Leitungen, insbesondere Anoden- und Gitterleitungen, sollen natürlich grundsätzlich so kurz wie möglich sein.

Oft müssen mehrere Leitungen an einen Punkt geführt werden. Will man nicht für jeden Anschluß mehrere Klemmen vorsehen, so arbeitet man zweckmäßigerweise mit Krokodilklammern, die den Anschluß mehrerer Leitungen an einen Punkt gestatten. Auch das zeigt Abb. 1/T I deutlich. In Abb. 2/T I sehen wir, wie man auch in diesen provisorischen Aufbauten das Auftreten parasitärer UKW-Schwingungen verhindern kann. Zu diesem Zweck klemmt man unmittelbar an den Gitteranschluß der betreffenden Röhre (in Abb. 2/T I der zweite vordere Anschluß von rechts) einem Schutzwiderstand von 500 bis 1 000 Ω, an dessen anderes Ende die sonstigen Schaltorgane angeschlossen werden. Praktisch sind übrigens auch Bananenstecker mit zusätzlicher Bohrung, in die weitere Stecker eingeführt werden können. Die Laborlitzen sollen so dünn wie möglich sein, da dann das praktische Arbeiten sehr erleichtert wird.

Zu noch einfacheren Versuchsanordnungen kommt man mit einer Aufbautechnik, wie sie seit einiger Zeit mit großem Erfolg in den vom Verfasser entwickelten Baukästen „Radiotechnik und Elektronik" (Franckh'sche Verlagshandlung, Abt. Kosmos-Lehrmittel, Stuttgart) verwirklicht ist. Die Einzelteile sind hier auf kleinen Brettchen

---

[1]) Die Bezeichnung T mit einer entsprechenden Zahl dahinter bedeutet „Bildtafel . . .". Das Bild ist also in dem schon erwähnten Tafelanhang zu finden.

montiert, die über Spezial-Anschlußklemmen verfügen, mit denen eine Verdrahtung ohne Laborlitzen und Bananenstecker, lediglich unter Verwendung normalen Schaltdrahtes ohne jede Lötarbeit, möglich ist. Abb. 3/T I zeigt einige derart hergerichtete Einzelteile. Aus Abb. 4/T I geht einerseits hervor, wie die Drähte eingeklemmt werden; anderseits erkennt man an der Unterseite Haltevorrichtungen aus Federblech, die genau in die Rillen eines Spezialchassis passen, das diesen Experimentierkästen beigegeben ist. Die Teile werden einfach in die Rillen gedrückt und sitzen dann fest auf dem Chassis. Da sie in jeder beliebigen Konstellation angeordnet werden können, lassen sich relativ umfangreiche Schaltungen verwirklichen. Die Verdrahtung ist nicht nur einfach, sondern auch elektrisch dem zuerst beschriebenen Versuchsaufbau überlegen, weil die Schaltkapazitäten geringer sind. Die Lehrmittelabteilung des genannten Verlages stellt gerne Spezialprospekte für diese Baukästen zur Verfügung. Gegebenenfalls können natürlich weitere Einzelteile über die im Baukasten vorgesehene Menge hinaus beschafft werden.

3. Experimentier-Versuchsgeräte

Will man im Gebiet der Kurzzeit-Impulspraxis tätig sein, so macht sich die Eigenkapazität und Eigeninduktivität der Bauteile und Verbindungsleitungen störend bemerkbar, wenn man den vorstehend beschriebenen „fliegenden Aufbau" beibehält. Man kommt dann nicht um die Herstellung kleiner Brett- oder Chassisaufbauten herum, die zwar etwas mechanische Arbeit und Lötarbeiten voraussetzen, dafür aber einen denkbar kapazitäts- und selbstinduktionsarmen Aufbau gewährleisten. Das gilt besonders für die Röhrenanschlüsse. Abb. 5/T I zeigt z. B., wie man vorgehen kann. Auf eine Aluminiumplatte entsprechender Abmessungen werden die Bauteile so montiert, daß sich die denkbar kürzesten Leitungen ergeben. Man sieht in diesem Bild auch Durchführungskondensatoren, die für Blockierungszwecke bei sehr hohen Frequenzen gute Dienste leisten. Eine andere Aufbauart zeigt Abb. 6/T II; hier ist eine Isolierplatte gewählt, so daß man einen gemeinsamen metallischen Nullpunkt erst schaffen muß. Auch dieser Aufbau garantiert kürzeste Verbindungsleitungen. Bei sehr kurzen Impuls-Anstiegzeiten müssen die

Aufbauten dieselben Voraussetzungen wie z. B. UKW-Aufbauten erfüllen, denn kurze Anstiegzeiten entsprechen bekanntlich sehr hohen Frequenzen. Es liegt zwar auf der Hand, daß Aufbauten nach Abb. 5/T I oder Abb. 6/T II zeitraubender sind; sie lassen sich jedoch in speziellen Anordnungen der Kurzzeit – Impulspraxis einfach nicht umgehen.

4. Stromquellen

Die Stromquellenfrage zum Betrieb der Versuchsschaltungen ist nicht schwer zu lösen. In einfachen Fällen genügen z. B. Netzgeräte, wie sie in jedem Radioempfänger vorkommen. Es reichen (möglichst gut gesiebte) Gleichspannungen von etwa 200 V; das Netzgerät sollte bis etwa 80 mA belastbar sein und darüber hinaus die Entnahme der Heizspannungen (6,3 V 5 A) ermöglichen. Indessen machen sich natürlich Netzspannungsschwankungen in derart einfachen Netzgeräten recht störend bemerkbar, und der relativ hohe Innenwiderstand dieser Schaltungen bedeutet manchmal ein beträchtliches Hindernis. Man sollte sich daher eine stabilisierte Stromquelle schaffen, wobei man mit Glimmstabilisatoren, besser aber mit elektronisch geregelten Schaltungen arbeiten kann. Elektronisch geregelte Schaltungen sind auf jeden Fall vorzuziehen, weil sie wirklich einwandfrei stabilisieren und der Stromquelle einen äußerst kleinen Innenwiderstand verleihen. Geräte dieser Art hat der Verfasser z. B. in seinem Buch „Meßpraxis“ (Franckh'sche Verlagshandlung, Stuttgart) im sechzehnten Kapitel auf S. 218 ff. genau beschrieben. Neben sehr kleiner Brummspannung, äußerster Stabilität bei Netzspannungsschwankungen und kleinen Innenwiderständen haben solche Schaltungen noch den Vorteil, daß sich die Spannung in weiten Grenzen kontinuierlich regeln läßt, ohne daß dieser Regler den Innenwiderstand vergrößert. Der zusätzliche Aufwand an Einzelteilen für die Regelautomatik ist so gering, daß er kein Hindernis für die Herstellung eines solchen, universell verwendbaren Netzgerätes bietet. Da elektronisch stabilisierte Netzgeräte auch viele andere Anwendungsmöglichkeiten haben, ist der Bau einer solchen Einrichtung nur zu empfehlen.

5. Meßgeräte

Wie schon in der Einleitung erwähnt, wollen wir keine Präzisionsmessungen mit den in diesem Buch beschriebenen Versuchen verbinden. Das erleichtert die Meßgerätefrage erheblich. Unbedingt erforderlich sind ein oder zwei Vielfach-Meßinstrumente, um Gleichströme oder Wechselströme niederer Frequenz messen zu können. Solche Meßinstrumente besitzt heute wohl jeder, der sich schon mit radiotechnischen Arbeiten befaßt hat. Das Angebot ist äußerst reichhaltig und vielgestaltig, so daß diesbezüglich auf die Prospekte und Inserate der Herstellerfirmen in den Fachzeitschriften verwiesen sei. Näheres darüber findet man auch in dem Band „Meßpraxis" vom gleichen Verfasser.

Unumgänglich ist ein Tongenerator, dessen Frequenzbereich möglichst hoch sein sollte. Sehr bewährt hat sich z. B. bei den Versuchen des Verfassers der RC-Generator AG-8 der Firma Heath, wie er in dem Band „Meßpraxis" ausführlich beschrieben wurde. Man kann mit diesem Generator Frequenzen mit relativ hoher Genauigkeit zwischen 20 Hz und 1 MHz bei einer Ausgangsspannung von maximal 10 V herstellen. Der Generator gibt allerdings nur sinusförmige Spannungen ab. Ausgangspunkt für alle Impulsversuche sind jedoch Rechteckspannungen. Man muß daher diesem Generator noch ein Zusatzgerät nachschalten, das die sinusförmigen Spannungen in Rechteckspannungen umformt. Eine sehr bewährte Schaltung, die allen praktischen Anforderungen genügt, ist in Abb. 7 wiedergegeben. Es handelt sich um einen sogenannten Schmitt-Trigger, dem ein doppelter Kathodenverstärker nachgeschaltet ist. Die Wirkungsweise des Schmitt-Triggers und damit die Arbeitsweise der Schaltung nach Abb. 7 werden später (zweites Kapitel, Abschnitt II/5) sehr ausführlich besprochen, so daß wir auf die diesbezüglichen Darlegungen verweisen möchten. Der Schmitt-Trigger liefert exakte Rechteckspannungen, in der in Abb. 7 vorgesehenen Dimensionierung bis zu 500 kHz. Die Anstiegzeiten liegen unter 100 ns[1]). Die Schaltung benötigt zur vollen Aussteuerung eine Sinusspannung von etwa 2 V_{eff}. Diese kann dem schon erwähnten Tongenerator, aber natürlich auch jedem beliebigen anderen

[1]) Die Einheit ns wird auf S. 36 ausführlich erörtert.

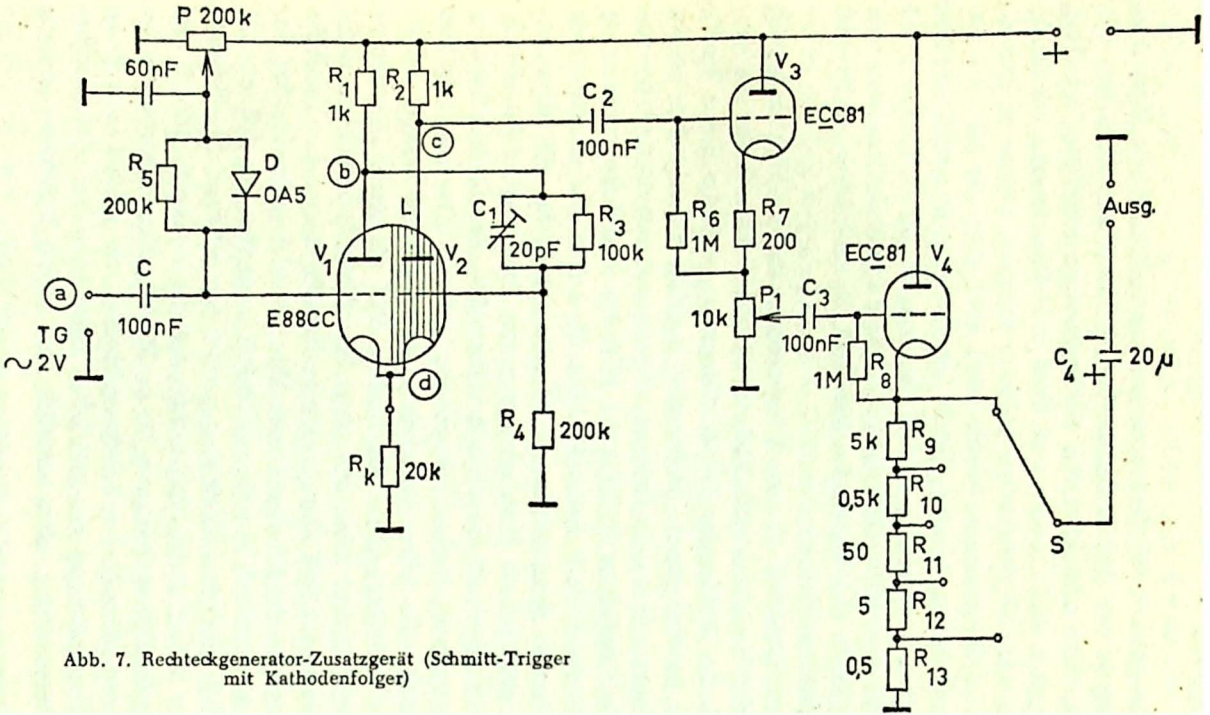


Abb. 7. Rechteckgenerator-Zusatzgerät (Schmitt-Trigger mit Kathodenfolger)

Tongenerator entnommen werden. Die Frequenzen des Tongenerators sollten einigermaßen genau bekannt sein, da nur dann ungefähre Aussagen über Anstiegzeiten von Impulsen oder Rechteckschwingungen möglich sind.

Außer Rechteckspannungen benötigt man häufig noch Impulse mit steiler Anstiegsfront und flacherem Abfall. Impulse dieser Art gewinnt man leicht aus Rechteckspannungen mit Hilfe eines Differenziergliedes mit anschließenden Abschneidedioden, die dafür sorgen, daß nur positive oder nur negative Impulse entstehen. Die hierfür erforderliche kleine Zusatzschaltung zeigt Abb. 8 (Differen-

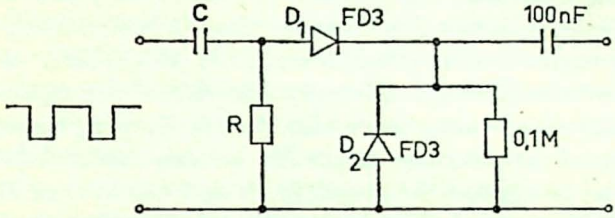


Abb. 8. Differenzier- und Clipperschaltung für die Schaltung nach Abb. 7

zierglied CR in Verbindung mit den Abschneidedioden D_1 und D_2). Der Eingang wird mit dem Ausgang des Schmitt-Triggers verbunden, am Ausgang entsteht dann die gewünschte Impulsart. Die Dimensionierung von C und R hängt weitgehend von der Impulsfolgefrequenz bzw. der gewünschten Impulsform ab. Näheres hierüber bringt das dritte Kapitel in Abschnitt IV. Die Einheit nach Abb. 8 kann natürlich leicht mit dem Zusatzgerät Abb. 7 vereinigt werden.

Wie schon erwähnt, ist ein möglichst guter Oszillograph für alle Impulsuntersuchungen unentbehrlich; er bildet das Haupt-Hilfsmittel für derartige Untersuchungen. Man kann Oszillographen kaufen oder auch selbst bauen. Der Verfasser hat die in diesem Buch beschriebenen Versuche und die Oszillogrammaufnahmen mit dem Oszillographen Typ 0—12 der Firma Heath durchgeführt. Eine Außenansicht dieses Gerätes zeigt Abb. 9/T II. Der Oszillograph wurde im Band „Meßpraxis" ausführlich beschrieben, so daß auf diese Darlegungen verwiesen sei. Die Eigen-Anstiegzeit beträgt 80 ns, was bereits gehobenen Ansprüchen genügt. Erwähnt sei ferner

die Beschreibung eines Selbstbau-Oszillographen in dem Werk „Hilfsbuch für Katodenstrahl-Oszillografie", 4. Auflage, Franzis-Verlag, München, vom gleichen Verfasser. Dieses Gerät eignet sich, versehen mit einem leistungsfähigeren Vertikalverstärker, sehr gut für Impuls-Untersuchungen. Auch jeder andere Typ ist brauchbar, vorausgesetzt, daß der Frequenzumfang des Vertikalverstärkers genügt. Er sollte schon einige MHz umfassen, um auch noch Impulse mit steilen Anstiegsfronten gut darstellen zu können. Alle diese Probleme sind in der oben erwähnten Buchveröffentlichung ausführlich behandelt. Hier sei noch darauf hingewiesen, daß die verschiedenen Impuls-Schaltungen nur selten eine zusätzliche kapazitive Belastung durch den Eingang des Kathodenstrahloszillographen vertragen. Man sollte daher nach Möglichkeit mit einem Spannungsteiler-Meßkopf arbeiten, der neben der Spannungsteilung den großen Vorzug einer sehr kleinen Eingangskapazität hat. Spannungsteilerschaltungen dieser Art werden ausführlich im fünften Kapitel Abschnitt I/3 behandelt, so daß wir hier an Hand von Abb. 10/T II nur das Äußere eines solchen Meßkopfes zeigen wollen. Er enthält im wesentlichen einen Trimmer und Ohmsche Widerstände zur Spannungsteilung. Man kann mit einem solchen Meßkopf sehr nahe an das Meßobjekt herangehen und belastet es kapazitiv und ohmisch nur ganz gerinfügig.

Mit den vorstehend beschriebenen Meßgeräten kommen wir bereits sehr weit; sonstige Meßinstrumente sind kaum erforderlich, jedoch hie und da nützlich. Dazu gehört z. B. ein Röhrenvoltmeter mit einem möglichst großen Frequenzumfang. Für Untersuchungen im Hochfrequenzgebiet ist ein Meßsender angebracht, der jedoch keine besonders hohe Genauigkeit haben muß [5, 9, 10, 12, 25—33, 39, 42].

III. Allgemein gültige impulstechnische Grundbegriffe

Obwohl wir hier die einfachsten Grundlagen der Impulstechnik als bekannt voraussetzen — eine gute Übersicht liefert z. B. die Lektüre der vier Bände „Neue Schule der Radiotechnik und Elektronik" sowie der Buchreihe „Elektronik" des Verfassers —, seien doch in den nächsten Abschnitten die wichtigsten Grundtatsachen

und Zusammenhänge nochmals erläutert, und zwar in einer solchen Form, daß sie für die Praxis unmittelbar verwertet werden können. Dazu brauchen wir keine komplizierten Formeln; es genügen uns vielmehr physikalische Begriffe relativ einfacher Art. Wer will, kann die mathematischen Definitionen im Anhang nachschlagen. Die im Text vorkommenden Hinweise auf die jeweiligen Formeln (Gl) beziehen sich darauf.

1. Die wichtigsten Impulsformen

Zweckmäßigerweise wählt man eine sehr allgemeine und umfassende Definition für den Impulsbegriff, denn als „Impuls" im weitesten Sinne kann man jede Unstetigkeit im Verlauf eines sinusförmigen, harmonischen Vorganges auffassen. Legt man z. B. eine Sinusspannung an einen Halbweggleichrichter, so liefert dessen Ausgang Halbwellenimpulse, die nicht mehr eine einzige Frequenz repräsentieren, wie das bei einer exakten Sinusschwingung der Fall ist. Die Ausgangsimpulse liefern schon ein (genau definiertes) Frequenzspektrum. Eine abgeschnittene Sinus-Halbwelle stellt also bereits einen Impuls dar. Dabei lernen wir einige immer wiederkehrende Grundbegriffe kennen: die Impulsamplitude, die von der Nullinie bis zum Scheitel der Halbwelle reicht, die Impulsperiode, die der Periode der Eingangs-Sinusschwingung entspricht, die Impuls-Folgefrequenz, die mit der Frequenz der Sinuswelle identisch ist, die Impulslänge, die man als die zwischen den Fußpunkten liegende Zeit definiert, und das Tastverhältnis, das dem Verhältnis zwischen Impulslänge (oder Impulsdauer) und Impulszwischenraum (oder Impulspause) entspricht. Im vorliegenden Fall hat dieses Verhältnis natürlich den Wert 1. Häufiger jedoch ist ein kleineres Tastverhältnis, da die meisten Impulsreihen Impulsdauern haben, deren Wert viel kleiner als die gesamte Impulsperiode ist.

Die vorstehend erläuterten Begriffe sind einfach und bedürfen keiner näheren Erörterung. Wir wenden uns daher gleich den gebräuchlichsten Impulsformen zu. Grundlage vieler theoretischer Betrachtungen ist z. B. der einfache Rechtecksprung, dadurch gekennzeichnet, daß eine Spannung oder ein Strom plötzlich von einem tieferen zu einem höheren Niveau oder umgekehrt springt. Bei

vielen Rechnungen nimmt man die hierfür benötigte Zeit als unendlich kurz an; praktisch ist das niemals der Fall. Aus dem Rechtecksprung läßt sich leicht die rechteckförmig verlaufende periodische Spannung ableiten, dargestellt durch eine Rechteckkurve mit gleichen Abständen und Größen der Rechtecke. Solche Rechteckspannungen spielen in der Praxis eine große Rolle, da man aus ihnen zahlreiche andere Impulsformen gewinnen kann. So erhält man beispielsweise durch (näherungsweise) Differentiation einer Rechteckspannung einen Impuls mit steil ansteigender bzw. abfallender Front und exponentiellem Abfall bzw. Anstieg. Impulse dieser Art werden sehr häufig in der Steuerungstechnik, der Rechenmaschinentechnik, der Fernsehtechnik usw. benötigt. Oft legt man auf den steilen Anstieg keinen Wert, oder man kann ihn — besonders bei sehr kurzen Impulsen — gar nicht erreichen. Dann bekommt man „Glokkenimpulse". „Nadelimpulse" dagegen liegen vor, wenn man eine Rechteckkurve äußerst scharf differenziert, d. h., wenn man die Zeitkonstante des Differenziergliedes sehr klein gegenüber der Impulsperiode wählt.

Eine weitere wichtige Gruppe bilden die Sägezähne, die aus zwei zeitlich meistens sehr voneinander abweichenden Teilen bestehen: dem Hinlauf, der linear, aber auch exponentiell erfolgen kann, und dem Rücklauf, der meist wesentlich weniger Zeit als der Hinlauf beansprucht und die gleichen Formen wie der Hinlauf aufweisen kann. Solche Sägezähne oder Kippspannungen kommen in der Impulstechnik sehr oft vor. Aus ihnen kann man durch bestimmte Maßnahmen Dreieckimpulse ableiten, die aus zwei Sägezahn-Hinläufen gleicher Zeitdauer bestehen. Durch weitere Maßnahmen lassen sich Kurven dieser Art in parabelförmige Impulse verwandeln. Damit wären bereits die in der Praxis am häufigsten vorkommenden Impulsformen besprochen. Erwähnt sei noch, daß man mit Hilfe von Impuls-Mischschaltungen zusammengesetzte Impulsformen hervorbringen kann, die u. U. komplizierte Impulsreihen darstellen, etwa so, wie wir sie aus der Fernsehtechnik in Form des senderseitigen Vertikalimpulses kennen.

Die Mehrzahl der in der Praxis vorkommenden Impulse verläuft periodisch, d. h., sie kehren in immer gleichen Zeitabständen wieder. Ausschließlich mit dieser Impulsart befassen sich die Versuche des

vorliegenden Buches. Daneben gibt es noch unperiodische oder einmalige Impulse, die in der Natur verschiedentlich vorkommen. Erwähnt sei in diesem Zusammenhang der Blitz, der einen unperiodischen Impuls darstellt, oder die unregelmäßige Emission von Kernteilchen, die ebenfalls keine Periodizität zeigt.

2. Grundlegende Zusammenhänge und Definitionen

Die einfachsten und wichtigsten Begriffe haben wir im ersten Abschnitt schon vorweggenommen: Impuls-Amplitude, Impuls-Periode, Impuls-Folgefrequenz, Impuls-Breite oder Impuls-Dauer, Impuls-Pause, Impuls-Tastverhältnis und die verschiedenen wichtigsten Impulsformen sowie die Begriffe periodische und unperiodische Impulse. Diese Definitionen bedürfen zunächst deshalb einer Erweiterung, weil eine Rechteckschwingung als hauptsächliche Ausgangsform aller anderen Impulse noch durch zusätzliche Charakteristika näher beschrieben werden kann.

Denken wir uns beispielsweise einen Rechteckstrom mit unendlich kurzer Anstiegzeit — in der Praxis gibt es das nicht — in ein RC-Parallel-Glied R_pC_p eingespeist, so wird die Anstiegzeit der Rechteckspannung endlich; sie entspricht nur noch dem 2,2fachen Wert der Zeitkonstante des Gliedes (Gl. 1). In der Praxis kommt dieser Fall vor allem dann vor, wenn man eine als ideal angenommene Rechteckspannung auf das Gitter einer Röhre schaltet, in deren Anodenkreis ein Ohmscher Widerstand liegt. Parallel zu diesem findet man stets schädliche Kapazitäten, die sich u. a. aus der Ausgangskapazität der Röhre, der Schaltkapazität, der Eingangskapazität einer eventuell folgenden Röhre und der Rückwirkungskapazität dieser Röhre zusammensetzen. Wir wollen die sich abspielenden Vorgänge vorerst aber nicht näher verfolgen, sondern nur festhalten, daß die Anstiegzeit eines Impulses, die man zwischen 10 Prozent und 90 Prozent der Endamplitude des Rechtecksprunges mißt, nur durch den Wert des Zeitkonstantengliedes bestimmt wird. Je kleiner die Zeitkonstante ist, um so kürzer wird die Anstiegzeit.

Mißt man den Frequenzgang eines Zeitkonstantengliedes in der konventionellen Art, so wird man feststellen, daß bei einer bestimmten Frequenz, der Grenzfrequenz, die Spannung am RC-Glied auf

den etwa 0,7ten Teil der Amplitude bei tieferen Frequenzen gefallen ist. Beginnt man bei der Frequenz Null, so entspricht die Grenzfrequenz unmittelbar der „Bandbreite" des Systems, im vorliegenden Fall des Zeitkonstantengliedes. Die Grenzfrequenz ist wiederum eindeutig durch die Zeitkonstante definiert (Gl. 2). Aus den vorstehenden Betrachtungen läßt sich nun ein Zusammenhang zwischen der Anstiegzeit des Rechteckimpulses, die ja von der Zeitkonstante abhängt, und der Grenzfrequenz, die wiederum eine Funktion der Zeitkonstanten ist, ableiten. Die Endformel zeigt, daß die Anstiegzeit einen Wert erreicht, den man erhält, wenn man die Zahl 0,35 durch die Grenzfrequenz in Hz dividiert. Dann ergibt sich unmittelbar die Anstiegzeit in Sekunden. Dividiert man 0,35 durch die Grenzfrequenz in MHz, so bekommt man die Anstiegzeit in Mikrosekunden. Damit haben wir schon einige wichtige, immer wieder vorkommende Zusammenhänge kennengelernt. Wir sehen, daß die Anstiegzeit eines Rechteckimpulses eine Funktion der Bandbreite des Systems ist. Kurze Anstiegzeiten erfordern demnach hohe Bandbreiten. Wie sie zu verwirklichen sind, werden wir noch sehen.

Sehr häufig kommt in der Praxis der Fall vor, daß mehrere RC-Glieder hintereinander geschaltet sind. Dieser Fall tritt z. B. schon auf, wenn man einen Rechteckimpuls oszillographiert. Dann spielen z w e i RC-Kombinationen eine Rolle, nämlich die des zu untersuchenden Systems selbst und die des Oszillographen. Was am Oszillographen gemessen wird, ist nicht die reine Anstiegzeit des Impulses am Meßobjekt, sondern ein größerer Wert. Man erhält ihn, indem man beide Anstiegzeiten in Form von senkrecht aufeinanderstehenden Strecken in entsprechend gewähltem Maßstab aufträgt. Die Verbindungslinie zwischen den Endpunkten der Strecken entspricht dann maßstäblich der Gesamt-Anstiegzeit. Man nennt so etwas geometrische Addition (Gl. 3). Anstiegzeiten von aufeinanderfolgenden RC-Gliedern dürfen also nicht „arithmetisch", sondern nur „geometrisch" addiert werden. Dazu muß man nicht unbedingt etwas von Quadrat-Wurzeln verstehen, sondern braucht nur mit dem Bleistift umgehen zu können.

Die Anstiegzeit eines Rechtecksprunges wird, wie erwähnt, durch die Zeitspanne definiert, die zu den Werten von 10 und 90 Prozent der Endamplitude gehört. Mitunter ist auch von der Anstiegsteilheit

die Rede, die man auch als Anstieggeschwindigkeit bezeichnen kann. Sie gibt an, wie hoch eine Spannung innerhalb der Zeiteinheit, etwa innerhalb einer Sekunde (s) oder einer Mikrosekunde (μs), angestiegen ist. Man erhält sie, indem man die Spannung durch die zugehörige Zeit teilt. Das Ergebnis ist die Anstiegsteilheit oder Anstieggeschwindigkeit, gemessen in V/s. In der Praxis ergeben sich hierfür naturgemäß sehr hohe Werte; steigt z. B. die Spannung an einem Impulsgenerator innerhalb einer Mikrosekunde auf 10 V an, so beträgt die Anstiegsteilheit 10^7 V/s. Das bedeutet natürlich nicht, daß nun die Spannung an dem Gerät auf 10 Millionen Volt ansteigt; sie hat meistens schon nach einigen Mikrosekunden oder nach noch geringeren Zeitintervallen ihren durch die Geräteschaltung bedingten Endwert erreicht (Gl. 4).

Unter bestimmten Voraussetzungen geht der steile Anstieg einer Rechteckspannung nicht einfach in den waagerechten Teil des „Rechteckdaches" über, sondern die Amplitude steigt zunächst auf einen höheren Wert, als es der Endamplitude entspricht, um anschließend auf einen kleineren Wert abzufallen und sich erst langsam auf den richtigen Endwert „einzupendeln". Das kann passieren, wenn in den untersuchten Schaltungen differenzierende Glieder oder Induktivitäten vorkommen. Man nennt diese Erscheinung „Überschwingen", und sie ist meistens unerwünscht. Ein Maß für das Überschwingen erhält man, indem man die Endamplitude von der maximal erreichten Amplitude abzieht und diese Differenz durch die Endamplitude teilt (Gl. 5). Meistens drückt man diesen Wert in Prozenten aus und bekommt auf diese Weise handliche Zahlen; ein Überschwingen von etwa 5 Prozent ist bereits in vielen Fällen störend und schädlich, mitunter können noch viel kleinere Werte untragbar sein.

Ein weiterer wichtiger Begriff ist die sogenannte Dachschräge. Man nennt den auf den Anstieg der Rechteckschwingung folgenden horizontalen Teil das Impulsdach. Dieses Dach verläuft in vielen Fällen nicht immer absolut horizontal, sondern schräg abfallend (u. U. auch ansteigend). Auch diese Erscheinung, Dachschräge genannt, ist störend. Man definiert sie derart, daß man die Differenz zwischen der maximalen und der minimalen Dachamplitude durch die maximale Amplitude dividiert. Auch die Dachschräge läßt sich

in Prozenten ausdrücken. Es gelten ähnlich kleine Werte wie für das Überschwingen als noch zulässig (Gl. 6).

Jetzt wird es schon etwas schwieriger, denn wir wollen einen Vorgang betrachten, der bei allen Impulsschaltungen immer wiederkehrt: das Verhalten einer Rechteckspannung am Ausgang einer von dieser Spannung gesteuerten Röhre. Wir denken uns die Rechteckspannung an das Gitter der Röhre geschaltet, in deren Anodenkreis ein Ohmscher Widerstand liegen möge. Außerdem sind anodenseitig die schon erwähnten Kapazitäten vorhanden. Führen wir solch einen Versuch praktisch durch und betrachten die entstehende Anodenwechselspannung auf dem Leuchtschirm eines Oszillographen, so werden wir feststellen, daß der ansteigende Teil der Schwingung eine hellere, der abfallende Teil dagegen eine dunklere Leuchtspur hinterläßt. Wer schon mit Oszillographen gearbeitet hat, weiß, daß dunklere Spuren höhere Geschwindigkeiten als helle Spuren bedeuten. Offenbar ist also der Anstieg langsamer als der Abfall. Das läßt sich leicht begründen. Wird nämlich die Röhre wie üblich ausgesteuert[1]), so gerät sie bei steigender Gitterspannung, also bei abfallender Anodenspannung, sehr schnell in Gebiete eines relativ kleinen Innenwiderstandes. Dieser Innenwiderstand liegt aber nun, wie jeder Radiopraktiker weiß, dem äußeren Ohmschen Widerstand parallel, so daß der Gesamtwiderstand kleiner als der kleinste der beiden Widerstände ist. Demnach ist auch die Zeitkonstante RC entsprechend kleiner und somit, wie wir schon zeigten, die Anstiegzeit (in diesem Fall die Abfallzeit der Anodenspannung) entsprechend kurz. Die abfallende Gitterspannung dagegen steuert die Röhre in Gebiete größerer Innenwiderstände, sie steuert sie sogar bei entsprechend gewählten Spannungen ganz herunter, so daß der Innenwiderstand unendlich groß wird. Dann jedoch ist als Zeitkonstante nur das Produkt aus äußerem Widerstand und schädlichen Kapazitäten wirksam, und diese Zeitkonstante kann erheblich größer als die Zeitkonstante bei voll geöffneter Röhre sein. Ein Heruntersteuern der Gitterspannung entspricht einem Anwachsen der Anodenspannung, so daß die Anstiegsflanke dieser Spannung weniger steil, auf

[1]) Der Anoden-Wechsel s t r o m ist ein getreues Abbild der steuernden Spannung; er erleidet keine Verformung!

dem Leuchtschirm also heller ist. Die Steilheiten des Anstiegs und des Abfalls unterscheiden sich um so mehr voneinander, je mehr sich der Einfluß des Innenwiderstandes der Röhre auswirken kann. Ist der Außenwiderstand sehr klein im Verhältnis zum Innenwiderstand, so ist der Unterschied in den Anstiegzeiten fast unmerklich, denn die Parallelschaltung aus beiden Werten ist nicht wesentlich kleiner als der Außenwiderstand. Ist dieser jedoch groß gegenüber dem Innenwiderstand, so hat die Parallelschaltung einen wesentlich kleineren Gesamtwiderstand, und der Unterschied tritt sehr deutlich hervor.

Ein einfacher Versuch beweist das jederzeit. Sehr deutlich ist das z. B. in der später zu besprechenden Abb. 122/T VII zu sehen; die abfallende Flanke ist ganz dünn, die ansteigende Flanke dagegen wesentlich dicker und flacher. Bei solchen Versuchen muß natürlich die Anstiegzeit des Steuer-Impulses möglichst klein gegenüber der Zeitkonstante des Anodenkreises sein; ist die Anstiegzeit dagegen länger als die Zeitkonstante, so macht sich der verzögernde Einfluß dieses Zeitkonstantenwertes im Oszillogramm überhaupt nicht mehr bemerkbar. Man erhält daher die besten Verhältnisse, wenn man die Folgefrequenz der Rechteckspannung entsprechend hoch wählt; in Abb. 122/T VII betrug sie z. B. 80 kHz. Man sollte sich diese Zusammenhänge gut merken, weil sie in der Impulstechnik immer wieder zur Beurteilung bestimmter Verhältnisse berücksichtigt werden müssen (Gl. 7 und 8).

Die Frage nach dem Einfluß der Röhre selbst auf die Anstiegzeit läßt sich — normale Aussteuerung vorausgesetzt — sehr einfach beantworten. Sieht man vom Einfluß der Röhrenkapazitäten, der Röhreninduktivitäten, der Kennlinienkrümmung und des Innenwiderstandes ab, so stellt man fest, daß die rein elektronischen Vorgänge auch bei sehr kurzen Anstiegzeiten praktisch keine Rolle spielen. Die Elektronenlaufzeiten in der Röhre sind immer kurz im Vergleich zu den bei Impulsen vorkommenden Zeiten. Erst oberhalb etwa 10 MHz, also dort, wo die bekannten Schwierigkeiten mit dem endlichen Eingangswiderstand beginnen, nimmt auch der Elektronenmechanismus der Röhre Einfluß auf die Gestaltung der Impulsform. Mit so hohen Frequenzen wollen wir uns aber gar nicht beschäftigen. Sie bleiben Spezialaufgaben vorbehalten. In der

Praxis dominieren die Einflüsse der schädlichen Zeitkonstanten, auf die man beim Arbeiten immer wieder stößt. Welche Maßnahmen man ergreifen muß, um diese Erscheinungen in ihrer Auswirkung möglichst abzuschwächen, wird später besprochen werden. Abschließend sei erwähnt, daß die vorstehenden Ausführungen natürlich nicht nur Gültigkeit für den Spezialfall der Rechteckspannungen, sondern auch bei allen anderen Impulsformen haben, wenn die Anstiegzeit eine Rolle spielt.

3. Die Kurzzeit-Impulstechnik

Wie schon früher erwähnt, bemüht man sich heute mehr und mehr um die Erzeugung, Verstärkung, Registrierung und Übertragung äußerst kurzzeitiger Impulse. Aber auch längere Impulse haben nach wie vor größere Bedeutung. Man unterscheidet im wesentlichen zwischen drei verhältnismäßig scharf voneinander abgegrenzten Gebieten, denen man die Namen Millisekundentechnik, Mikrosekundentechnik und Nanosekundentechnik (oder auch Millimikrosekundentechnik) gegeben hat. Der Millisekundenbereich reicht von etwa 1 Millisekunde (ms) bis zu 1 Sekunde (s). Der Mikrosekundenbereich umfaßt das Gebiet von 1 000 Mikrosekunden (= 1 ms) bis zu 1 Mikrosekunde (μs). Daran schließt sich der Bereich von 1 000 Nanosekunden (= 1 μs) bis zu 1 Nanosekunde (ns) herab an. Es ist 1 s = 10^3 ms = 10^6 μs = 10^9 ns. Im Millisekundenbereich sind nicht nur elektronische, sondern auch elektromechanische Systeme zu finden, beispielsweise die zahlreichen Relais, die zwar immer noch, z. B. in der Fernsprech- und Telegraphentechnik, eine Rolle spielen, allmählich jedoch mehr und mehr von elektronischen Einrichtungen verdrängt werden. Elektronische Schwierigkeiten beim Verarbeiten von Impulsen, die zeitlich im Millisekundenbereich liegen, gibt es praktisch nicht, wenn man von gewissen Komplikationen absieht, die bei der Verwirklichung großer Zeitkonstanten entstehen können. Der Mikrosekundenbereich ist auch noch ohne größere Schwierigkeiten von leistungsfähigen elektronischen Anordnungen zu erfassen. Es ist heute kein Problem, scharf begrenzte Impulse von der Dauer einiger Mikrosekunden herzustellen. Schwieriger werden die Verhältnisse schon, wenn man Zeiten unterhalb einer Mikrosekunde in

Betracht zieht. Dann reichen z. B. Röhren, wie sie aus der Rundfunktechnik bekannt sind, nicht immer aus. Welche Anforderungen an Röhren für derart kurze Impulse zu stellen sind, wird der nächste Abschnitt noch zeigen. Hier sei nur erwähnt, daß nicht nur die Verstärkung und die Erzeugung von Impulsen im Nanosekundenbereich schwierig ist, sondern daß auch deren oszillographische Darstellung nur mit sehr leistungsfähigen Oszillographen gelingt. Die Eigen-Anstiegzeit des Oszillographen, die vor allem eine Funktion der Bandbreite des Vertikalverstärkers ist, soll nach Möglichkeit klein gegenüber den Anstiegzeiten der zu untersuchenden Impulse sein. Oszillographen der Mittelklasse reichen dann nicht mehr aus. Man kann zwar die Eigen-Anstiegzeit bei den Versuchen durch Rechnung berücksichtigen bzw. ausschalten; trotzdem ist diese Behelfsmaßnahme nicht als ideal zu bezeichnen. Oszillographen extrem kurzer Anstiegzeiten sind naturgemäß sehr teuer; bis herab zu etwa 20 ns kommt man noch mit der konventionellen Schaltungstechnik aus; Anstiegzeiten unterhalb von 20 ns lassen sich jedoch nur durch bestimmte Kunstgriffe und durch Schaltmaßnahmen verwirklichen, die einen großen Aufwand erfordern und die hier nicht näher behandelt werden sollen (Kettenverstärker, Sampling-Technik usw).

Begibt man sich in das Gebiet des Nanosekundenbereiches, so muß man schon beim Aufbau der Schaltung alles tun, um nennenswerte Impulsverzögerungen oder Verschleifungen zu vermeiden. Hierher gehören, wie schon öfter betont, ein kapazitäts- und selbstinduktionsfreier Aufbau, eine richtige Ankopplung des Oszillographen, eine entsprechende Dimensionierung der Schaltungen und vor allem die Wahl der richtigen Röhren, wovon jetzt die Rede sein soll.

4. Spezialröhren der Impulstechnik

Welche Eigenschaften müssen Röhren haben, die sich für den Impulsbetrieb besonders gut eignen? Wir wollen dabei zwischen zwei großen Gruppen unterscheiden: Röhren, mit deren Hilfe Impulse möglichst hoher Flankensteilheit wirtschaftlich und betriebssicher hergestellt werden sollen, und Röhren, die kurze Impulse besonders gut verstärken. Beginnen wir mit der ersten Gruppe.

In Abschnitt III/2 wurde gezeigt, wie sehr die Zeitkonstante eines RC-Gliedes die Steilheit der Impulsfront zu beeinflussen vermag. Es kommt daher zunächst darauf an, die Zeitkonstante im Anodenkreis einer Röhre so klein wie möglich zu machen. Das erreicht man vor allem durch geringe schädliche Kapazitäten, so daß die Röhren eine geringe Eingangs- und Ausgangskapazität haben müssen. Auch die Gitter-Anodenkapazität soll möglichst klein sein, denn sie wirkt sich, etwa um den Betrag der Verstärkung der Röhre vervielfacht, im Eingang aus (Gl. 9). Diese Kapazität sowie die Eingangskapazität brauchen naturgemäß nicht berücksichtigt zu werden, wenn es sich um eine einstufige Anordnung handelt, der gitterseitig eine bestimmte Kurvenform der Spannung aufgezwungen wird. Nur bei zwei- oder mehrstufigen Systemen muß auch auf kleine Eingangskapazität und Gitter-Anodenkapazität geachtet werden, weil sich diese Werte dann zur Ausgangskapazität der vorhergehenden Röhre addieren.

Auf die Bedeutung eines möglichst kleinen Innenwiderstandes im geöffneten Zustand der Röhre wurde bereits ausdrücklich hingewiesen; das ist die zweite Forderung an eine für die Erzeugung von Impulsen geeignete Röhre. Eine weitere Forderung ist ein großer Anodenstrom, wenn man bei gegebenem Außenwiderstand oder gegebener Anodenwechselspannung eine kurze Einschaltzeit erhalten will. Das erklärt sich einfach daraus, daß ein Kondensator um so schneller auf die Endspannung aufgeladen wird, je stärker der Ladestrom ist. Schließlich wird man bestrebt sein, die Schaltzeit der Röhre selbst möglichst klein zu halten. Das erreicht man mit einer geringen Sperrspannung, d. h., die Röhre soll schon mit einer relativ kleinen negativen Gitterspannung gesperrt werden können. Außerdem soll diese Sperrung exakt und eindeutig vor sich gehen. Das wiederum erfordert eine scharf geknickte Anodenstrom-Gitterspannungs-Kennlinie.

Die Steilheit spielt bei Impuls-Schwingschaltungen nur insofern eine Rolle, als der Triggerimpuls bei fremdgesteuerten Anordnungen um so kleiner sein darf, je höher die Steilheit ist. Anderseits bedeutet jedoch eine hohe Steilheit eine erhöhte Störanfälligkeit der Schaltungen für Fremdimpulse. Deshalb spielt die Steilheit zumindest nur eine sekundäre Rolle. Dagegen ist die Ausbildung der Kathode

wichtig; sie muß frei von Zwischenschichtbildung sein, denn Impulsröhren arbeiten oft lange im gesperrten Zustand, der bei normalen Typen zur Ausbildung einer die Kathode vergiftenden Zwischenschicht Anlaß gibt. Die Industrie hat für diesen Zweck Spezialröhren herausgebracht, die fast frei von Zwischenschichtbildung sind. In kommerziellen Geräten verlangt man außerdem von Impulsröhren hohe Zuverlässigkeit, lange Lebensdauer, enge Toleranz der Sperrspannung am Steuergitter und des Anodenstroms für die Gitterspannung Null, ein günstiges Verhältnis von Anodenstrom und Heizleistung sowie geringen Raumbedarf. Alle diese Forderungen werden von Spezialröhren der Industrie erfüllt, die unter verschiedenen Typenbezeichnungen von den großen Röhrenherstellern auf den Markt kommen. Für einfache Impulsversuche braucht man jedoch keineswegs solche hochwertigen Röhren. Es genügt, wenn die eingangs erwähnten, rein elektrischen Eigenschaften möglichst günstig sind.

Die zweite große Röhrengruppe kommt für die Verstärkung sehr kleiner Impulsspannungen in Betracht. Hierbei handelt es sich, wenn man von Spezialbedingungen, wie sie z. B. bei den Linearverstärkern der Kernphysik auftreten, absieht, vorzugsweise um reine Breitbandfragen. Die physikalischen Verhältnisse sind relativ einfach zu übersehen. Bekanntlich entspricht die Verstärkung einer Röhre dem Produkt aus Steilheit und Außenwiderstand, wenn der Innenwiderstand — etwa bei Pentoden — groß gegenüber dem Außenwiderstand ist. Der Außenwiderstand wiederum ist dem Produkt aus Bandbreite[1]) und Summe der schädlichen Kapazitäten umgekehrt proportional (Gl. 10). Demnach wird die Verstärkung durch das Verhältnis zwischen Röhrensteilheit und dem Produkt aus Bandbreite und Kapazitäten bestimmt. Eine Röhre wird daher bei gegebener Bandbreite um so besser verstärken, je höher die Steilheit und je kleiner die Röhrenkapazitäten sind. Das Verhältnis zwischen diesen beiden Werten ist daher ein unmittelbares Maß für die Breitband-Brauchbarkeit der Röhre. Es gibt noch weitere Definitionen für die Eigenschaften einer Röhre im Breitband-Verstärkergebiet, die in den (Gl. 11—17) festgehalten sind. Von fundamentaler Be-

[1]) Bei Verstärkern mit einer unteren Grenzfrequenz nahe Null praktisch gleichbedeutend mit oberer Grenzfrequenz!

deutung ist jedoch stets das S/C-Verhältnis. Je größer natürlich die Kapazitäten der angeschlossenen Schaltorgane sind, um so mehr tritt die Röhrenkapazität in ihrer Bedeutung in den Hintergrund. Es gibt jedoch viele Aufbauten, in denen die Röhrenkapazitäten dominieren. Erwähnt sei noch, daß eine hohe Röhrensteilheit allein noch nicht viel über die Breitbandeigenschaften aussagt; hohe Steilheiten sind nämlich aus röhrentechnologischen Gründen meistens mit relativ hohen Eingangskapazitäten verknüpft, so daß das S/C-Verhältnis nicht etwa der Steilheit proportional ansteigt.

Bei hohen Verstärkungen interessieren noch der äquivalente Rauschwiderstand, die Empfindlichkeit für Mikrophonie und die Brummeigenschaften vorzugsweise der ersten Verstärkerstufen. Auf diese Fragen gehen wir im Rahmen dieses Buches jedoch nicht näher ein. Bei kommerziellen Geräten spielen ferner die vorhin erwähnten verschiedenen Faktoren (Lebensdauer usw.) eine große Rolle.

Die Fortschritte der Röhrenindustrie hinsichtlich Entwicklung geeigneter Typen für Impuls- und Breitbandzwecke sind erstaunlich. Steilheitswerte bis zu 50 mA/V lassen sich bereits ohne Schwierigkeiten in Spezialröhren verwirklichen. Abb. 11/T II zeigt die Ansicht einiger solcher Spezialröhren, die noch dazu sehr geringe räumliche Abmessungen haben. In Abb. 12/T II sehen wir zwei weitere Spezialröhren, links eine sogenannte Gastriode (Typ EC 50), rechts eine besonders leistungsfähige Spezialröhre für Impulszwecke, Breitbandzwecke, Regelzwecke usw. (Typ E 130 L). Auch diese Röhren können, wie die Abbildung zeigt, ohne weiteres in provisorischen Versuchsschaltungen eingesetzt werden. An Hand von Abb. 13/T II sei noch der große Fortschritt der Röhrentechnik rein äußerlich demonstriert. Ganz rechts sehen wir ein Vorkriegs-Thyratron der AEG, wohl eines der ersten serienmäßig hergestellten Thyratrons überhaupt. Links daneben ist eine moderne Ausführung, die PL 21 von Valvo, aufgebaut. Wenn man bedenkt, daß dieses kleine Thyratron wesentlich leistungsfähiger ist als der große Vorkriegstyp, sieht man schon rein äußerlich den erzielten Fortschritt. Abb. 14/T II schließlich soll zeigen, daß auch Röhren für Spezialzwecke sehr klein gebaut werden können. Die linke Röhre ist eine gasgefüllte Zählröhre, die rechte eine Relaisröhre der Firma Elesta. Auch Röhren dieser Art spielen in der Impulstechnik eine große

Rolle [4, 5, 8, 10, 13, 18, 19, 50, 56, 57, 84, 86, 91, 92, 94, 96, 102].

In der folgenden Tabelle sind einige moderne Spezialröhren für Impulszwecke usw. zusammengestellt. Erwähnt sei noch, daß in Impuls-Schwingschaltungen die Doppeltriode vorherrscht. In Verstärkerschaltungen verwendet man vorzugsweise Pentoden, obwohl auch Trioden neuerdings mehr und mehr Bedeutung bekommen.

Die Tabelle ist nach Valvo-Angaben zusammengestellt. Die Firmen Standard-Elektrik Lorenz, Telefunken und Siemens liefern teils die gleichen, teils ähnliche Typen. Man beschafft sich am besten Informationsblätter der einzelnen Firmen. Eine gute Übersicht ist auch in [4] enthalten, ferner in den Beilagen der Zeitschriften „Funkschau" und „Funk-Technik".

5. Tabelle einiger wichtiger Spezialröhren

Typ	Erläuterungen
E 80 CC	Zweifachtriode
E 80 CF	Triode, Pentode } Mehrzweckröhre
E 80 F	Brummarme Pentode
E 80 L	Endpentode
E 86 C	UHF-Triode; $r_{aeq} = 250\ \Omega$
E 88 CC	Rauscharme Zweifachtriode, Mehrzweckröhre; $r_{aeq} = 300\ \Omega$
E 130 L	Endpentode, Mehrzweckröhre, $I_{g_2} = 4$ mA bei $I_a = 100$ mA; $U_{a\,s} = \max 8$ kV
E 180 F	Breitbandpentode; $r_{aeq} = 460\ \Omega$; $S / (C_i + C_0) = 1{,}57$ mA/VpF
E 186 F	Breitbandpentode; $r_{aeq} = 160\ \Omega$; $S / (C_i + C_0) = 1{,}47$ mA/VpF
E 188 CC	Rauscharme Zweifachtriode, Mehrzweckröhre; $r_{aeq} = 250\ \Omega$
E 280 F	Breitbandpentode; $r_{aeq} = 220\ \Omega$; $S / (C_i + C_0) = 2{,}28$ mA/VpF
E 283 CC	Brumm-, mikrophonie- und rauscharme Zweifachtriode für NF- und Meßverstärker
E 810 F	Breitbandpentode; $r_{aeq} = 100\ \Omega$; $S / (C_i + C_0) = 2{,}52$ mA/Vpf
6463	Zweifachtriode für Rechenmaschinen
E 90 F	HF-Pentode
E 99 F	HF-Regelpentode
OA 2 WA	Stabilisatorröhren $U_{arc} = 150$ V, $I_a = 5 \ldots 30$ mA
OB 2 WA	Stabilisatorröhren $U_{arc} = 108$ V, $I_a = 5 \ldots 30$ mA

Typ	Erläuterungen
QQE 02/5	Senderöhren für mobile Funkanlagen N_o = 5,8 W bei 500 MHz
QQE 03/12	Senderöhren für mobile Funkanlagen N_o = 14,5 W bei 200 MHz
QQE 04/5	Senderöhren für mobile Funkanlagen N_o = 7,0 W bei 960 MHz
5654	Breitbandpentode; $S / (C_i + C_o)$ = 0,73 mA/Vpf; entsprechen den MIL-Vorschriften
5718	Subminiatur-HF-Triode; entsprechen den MIL-Vorschriften
5726	Zweifachdiode; entsprechen den MIL-Vorschriften
5727	Edelgasgefülltes Kleinthyratron; entsprechen den MIL-Vorschriften
5840	Subminiatur-HF-Pentode; entsprechen den MIL-Vorschriften
5899	Subminiatur-HF-Regelpentode; entsprechen den MIL-Vorschriften
6201	Zweifachtriode, Mehrzweckröhre; entsprechen den MIL-Vorschriften
DM 160	Indikatorröhre; U_{bg} = 0 V: Leuchtfläche hell; U_{bg} = — 3 V: Leuchtfläche dunkel
E 1 T	Dekadische Zählröhre
E 90 CC	Zweifachtriode für Rechenmaschinen
E 91 H	Heptode für Torschaltungen
E 92 CC	Zweifachtrioden für Rechenmaschinen
E 180 CC	Zweifachtrioden für Rechenmaschinen
E 182 CC	Zweifachtrioden für Rechenmaschinen
6211	Zweifachtrioden für Rechenmaschinen
C 3 m	Breitbandpentode, Mehrzweckröhre; $S / (C_i+C_o)$ = 0,46 mA/VpF
CCa	Zweifachtriode, Mehrzweckröhre; r_{aeq} = 300 Ω
D 3 a	Breitbandpentode; r_{aeq} = 150 Ω; $S / (C_i+C_o)$ = 2,92 mA/Vpf
E 81 L	Endpentode
E 83 F	Breitbandpentoden; $S / (C_i+C_o)$ = 0,776 mA/VpF
18042	Breitbandpentoden; $S / (C_i+C_o)$ = 0,776 mA/VpF
18046	Endpentode

Zweites Kapitel: Praxis der Impulsgeneratoren

Mit diesem Kapitel beginnen wir die Besprechung der verschiedenen Versuche bzw. der Untersuchungen an Standard-Impulsschaltungen, wobei wir mit den Impulsgeneratoren anfangen wollen. Wir unterscheiden dabei zwischen selbständigen und unselbständigen oder getriggerten Impulsgeneratoren. Eine scharfe Grenze läßt sich allerdings nicht ziehen, weil man viele selbständige Impulsgeneratoren durch geringfügige Schaltungsänderungen in triggerbare Anordnungen und umgekehrt verwandeln kann. Trotzdem wurde diese Unterscheidung vorgenommen, da sie sich bisher durchgesetzt hat.

Wir beginnen mit ganz einfachen Schaltungen, die wohl jedem Radio- oder Fernsehpraktiker bekannt sein dürften. Dabei setzen wir, wie schon erwähnt, die Kenntnis der grundsätzlichen Wirkungsweise im allgemeinen voraus; trotzdem werden wir in einigen knappen Sätzen die elektrischen Vorgänge ganz kurz umreißen, um jede nur denkbare Unklarheit zu vermeiden.

I. Selbständige Impulsgeneratoren

Wir behandeln zunächst die „Urform" aller Impulserzeuger, die Glimmlampen-Kippschaltung. Sie ist zwar heute bedeutungslos geworden; indessen ist sie in ihrer Wirkungsweise so übersichtlich und zeigt so viele Einzelheiten, die auch für moderne Schaltungen Gültigkeit haben, daß sich insbesondere der Anfänger einmal gründlich damit befassen sollte. Ähnliches gilt für die Thyratronschaltungen, die heute nur noch in Sonderfällen eine Rolle spielen. Anschließend besprechen wir einige Linearisierungsmöglichkeiten für Kippschwingungen. Dann kommen wir zur Behandlung des astabilen Multivibrators, der in der Praxis eine große Rolle spielt. Dasselbe gilt vom Sperrschwinger, vom Transitron und vom Miller-Transitron.

1. Glimmlampenschaltungen und ihre Synchronisierung

Abb. 15 zeigt den Aufbau der einfachen Versuchsschaltung. Der Kondensator C wird über den Widerstand R zunächst bis zur Zündspannung der Glimmlampe Gl aufgeladen. Diese zündet und entlädt C über ihren kleinen Innenwiderstand. Die Entladung reißt ab, die Aufladung beginnt neuerlich bis zum Einsatz der nächsten Entladung. Die Spannung an C zeigt wegen der Aufladung über einen Ohmschen Widerstand einen exponentiellen Anstieg. Die sich ergebende Frequenz der so erzeugten Kippschwingung wird durch die Auflade-Zeitkonstante CR, in geringerem Maße auch noch durch die Entlade-Zeitkonstante CR_i (R_i = Innenwiderstand der gezündeten Glimmlampe) sowie durch die Differenz zwischen Löschspannung und Zündspannung bestimmt (Gl. 18). Auf dem Leuchtschirm des Oszillographen ergibt sich das bekannte Bild einer nichtlinearen Kippschwingung nach Abb. 16/T III. Das Oszillogramm zeigt außerdem innerhalb der Kippschwingung kleine Impulse. Sie rühren von der Synchronisier-Spannungsquelle S (Abb. 15) her, für die wir die Schaltung nach Abb. 7 bzw. 8 in Verbindung mit einem Tongenerator verwenden können. Die Synchronisierspannung wird an P abgegriffen und über C_1 der Ladespannung an C überlagert (eine derartige Synchronisierart ist keineswegs ideal, da sie die Synchronisier-Spannungsquelle mit dem Kippgenerator eng verkoppelt; es kommt uns jedoch nur auf die Demonstration der Wirkungsweise von Synchronisierimpulsen an). Abb. 16/T III zeigt nun, wie jeweils ein solcher (positiv gerichteter) Synchronisierimpuls dafür sorgt, daß der Rücklauf der Kippschwingung kurz vor dem Ende der Aufladung von C einsetzt. Er führt zur Überschreitung der Zündspannung von Gl, so daß anschließend die Spannung an C sehr schnell auf den Wert der Löschspannung zurückfällt. Anschließend erfolgt eine neue Aufladung. Die Folgefrequenz der Synchronisierimpulse ist hier doppelt so groß wie die Folgefrequenz der Kippspannung; der nächste Synchronisierimpuls reicht daher noch nicht aus, um eine Zündung von Gl zu veranlassen; die Ladespannung an C hat noch einen zu kleinen Wert. Erst der nächste Impuls führt zur Zündung.

Abb. 17/T III zeigt einen unvollkommenen Synchronismus, wie er sich bei Erhöhung der Synchronisierfrequenz einstellt. Der dritte

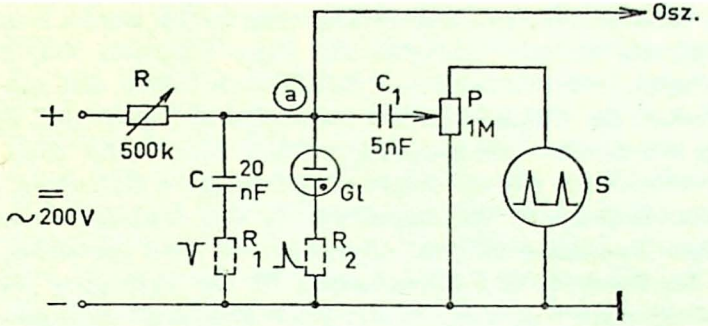


Abb. 15. Einfache Glimmlampen-Kippschaltung mit Synchronisierung

Impuls von links löst zwar den Kippvorgang zunächst wie beschrieben aus. Die folgenden zwei Impulse kommen jedoch zu früh an, genügen also nicht zum Auslösen der Entladung, so daß das Rückkippen selbsttätig nach Erreichen der Zündspannung vor sich geht. Dann erst trifft ein weiterer Synchronisierimpuls, anschließend ein zweiter und ein dritter ein. Der letzte hat wieder eine solche Phasenlage zur Kippschwingung, daß er die Auslösung steuert. Durch Verändern des Verhältnisses zwischen Synchronisierfrequenz und Kippfrequenz kann man nun die beliebigsten Zustände erzeugen, was man der Übung halber tun sollte. Interessant in Abb. 16/T III und Abb. 17/T III ist übrigens die Verkleinerung der Rücklaufgeschwindigkeit kurz vor dem Abreißen der Entladung, was auf eine Spannungsabhängigkeit des Glimmlampenwiderstandes zurückgeführt werden kann.

Als Glimmlampe eignen sich für diesen Versuch die meisten handelsüblichen billigen Typen ohne Vorwiderstand. Man kann der Schaltung übrigens auch Impulse entnehmen, wenn man, wie in Abb. 15 gestrichelt angedeutet, zwei Widerstände R_1 und R_2 (etwa 10 kΩ) einschaltet. An R_1 entsteht ein negativer, an R_2 ein positiver Impuls der angedeuteten Form, der die Folge des Entladestromstoßes durch C ist. Wir haben also einen einfachen Kippspannungs- und Impulsgenerator vor uns. Seine praktische Brauchbarkeit läßt stark zu wünschen übrig, weil der Zündeinsatz einfacher billiger Glimmlampen sehr undefiniert ist. Auch die angedeutete Art der Synchronisierung ist mangelhaft; eine bessere Entkopplung erhält

man, wenn man die Synchronisierspannung an den oberen Anschluß von R_1 oder R_2 legt. Immerhin sind dann erhebliche Amplituden erforderlich. Mitunter kann man sich dadurch helfen, daß man den Glaskolben der Glimmlampe mit Stanniolpapier belegt und diesem Belag die Synchronisierspannung zuführt; man erhält dann eine kapazitive, relativ rückwirkungsfreie Steuerung der Entladung. Auch das Einschalten von Transformatoren in den Entladekreis ist bei richtiger Bemessung möglich. Abgesehen von dem unstabilen Einsatz der Zündung sind Glimmlampen für die Erzeugung höherer Kippfrequenzen wegen der Ionenträgheit überhaupt nicht geeignet. Man findet diese Schaltungen daher nur noch in ganz einfachen, anspruchslosen Anordnungen.

Abb. 18 zeigt eine Modifikation von Abb. 15. Glimmlampe Gl und Widerstand R haben ihre Plätze vertauscht. Sofort nach dem Einschalten der Betriebsspannung zündet die Glimmlampe, weil C zunächst praktisch als Kurzschluß wirkt. C wird sehr schnell über den Innenwiderstand von Gl aufgeladen. Wird dann die Löschspannung an Gl erreicht, so reißt die Entladung ab, und C kann sich über R nach Maßgabe der Zeitkonstante CR langsam entladen. Bei genügend weit fortgeschrittener Entladung erreicht Gl wiederum ihre Zündspannung, und es erfolgt eine neuerliche Entladung von C. Wie sich aus dieser Schilderung ergibt, stellt sich ein umgekehrter Kippspannungsverlauf ein, wie neben Abb. 18 skizziert. Im übrigen gilt für Abb. 18 dasselbe wie für Abb. 15.

Stehen Glimmlampen verschiedener Ausführung, z. B. mit unterschiedlichen Lösch- und Zündspannungen, zur Verfügung, so sollte man sie der Reihe nach in den Schaltungen nach Abb. 15 oder 18 einmal ausprobieren. Man erhält dann ein gutes Gefühl für den Einfluß der Betriebsspannungen auf die Kippfrequenz, auf die Kipp-

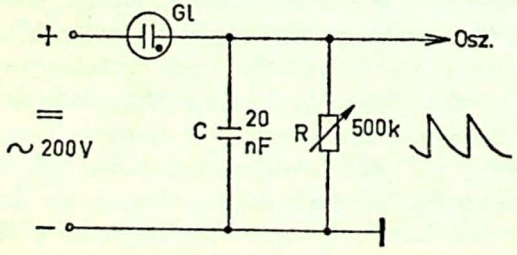


Abb. 18. Modifikation der Schaltung nach Abb. 15

amplitude usw. Durch Ändern der Zeitkonstante CR kann man darüber hinaus die höchste, mit der jeweiligen Glimmlampe erzeugte Kippfrequenz ermitteln. Erhöht man die Kippfrequenz bei gleichbleibendem Ladekondensator nur durch Verkleinern von R, so wird man feststellen, daß die Rücklauflinie im Oszillogramm immer mehr zutage tritt. Das erklärt sich einfach daraus, daß die Rücklaufzeit, die ja nur durch den Innenwiderstand von Gl und durch C bestimmt ist, konstant bleibt, während sich die Hinlaufzeit mit abnehmendem R laufend verkürzt. Das zeitliche Verhältnis zwischen Hinlauf und Rücklauf wird daher immer kleiner, so daß sich auch die Strahlgeschwindigkeiten der Oszillographenröhre mehr und mehr annähern; deshalb wird dann die Rücklauflinie in ihrer Helligkeit zunehmend größer. Beim Ändern von C ändert sich natürlich auch die für die Rücklaufzeit maßgebende Zeitkonstante, so daß sich bei Verkleinern von C auch der Rücklauf verkürzt; indessen machen sich sehr bald die Ionenträgheiten in der Glimmlampe bemerkbar, was einer Erhöhung ihres dynamischen Innenwiderstandes im gezündeten Zustand entspricht; auch das bedeutet natürlich eine Aufhellung der Rücklauflinie.

Wie man sieht, kann man bei Experimenten mit einer einfachen Glimmlampen-Kippschaltung schon einige wichtige Erkenntnisse gewinnen, die sich sinngemäß auch auf andere, moderne Kippschaltungen übertragen lassen. Man könnte in dieser Schaltung auch den Hinlauf linearisieren; davon soll jedoch erst im folgenden Abschnitt die Rede sein; die entsprechenden Ausführungen lassen sich ohne Schwierigkeiten auf die Glimmlampenschaltung übertragen.

2. Thyratronschaltungen

Thyratrons sind als Kippschwingungs- bzw. Impulserzeuger wesentlich leistungsfähiger als einfache Glimmlampen. Trotzdem haftet ihnen infolge der Gasfüllung eine erhebliche Trägheit an, so daß der Frequenzbereich nach oben beschränkt ist. Abb. 19 zeigt eine einfache Thyratron-Kippschaltung mit Synchronisierung. Bekanntlich hängt bei einem Thyratron die Zündspannung stark von der Vorspannung des Gitters bzw. der angelegten Anoden-Betriebsspannung ab. Die Kippamplitude läßt sich daher durch Regeln an P_1 in weiten

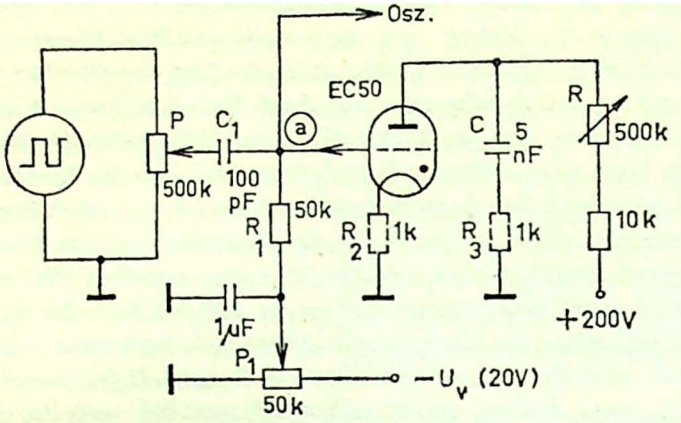


Abb. 19. Thyratron-Kippschaltung

Grenzen verändern. Gleichzeitig ändert sich die Frequenz, weil diese mit durch die Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung bestimmt ist. Das ist ein in der Praxis nicht unerheblicher Nachteil.

Der Entlade- und Lademechanismus (C und R in Abb. 19) ist derselbe wie bei einer Glimmlampenschaltung. Die Synchronisierung erfolgt durch Zuführung positiver Impulse über C_1 an das Steuergitter des Thyratrons. Sehr geeignet ist die Gastriode EC 50; für kleinere Kippfrequenzen können aber auch andere Typen Verwendung finden. An P wird die Synchronisieramplitude geregelt. Bei richtiger Einstellung erhält man wie üblich exponentiell verlaufende Kippschwingungen an C, die denen von Abb. 16/T III bzw. Abb. 17/T III weitgehend entsprechen, so daß wir keine zusätzlichen Oszillogrammaufnahmen zeigen (natürlich fallen die in Abb. 16/T III und Abb. 17/T III sichtbaren Synchronisierimpulse fort). Wir oszillographieren dafür einmal die Spannung am Steuergitter des Thyratrons. Dann ergibt sich ein Oszillogramm nach Abb. 20/T III (die Synchronisierfrequenz hat den doppelten Wert wie die Kippfrequenz). Der mittlere, kleine Impuls zwischen den beiden großen Impulsen trifft den Kondensator C bei einer Spannung an, die noch weit unterhalb der Zündspannung des Thyratrons liegt. Er führt daher nicht zur Auslösung der Entladung und erscheint am Gitter wegen der im Verhältnis zur Periode der Synchronisierfre-

quenz kleinen Zeitkonstanten C_1R_1 in differenzierter Form; das erkennt man in Abb. 20/T III am Unterschreiten der Nullinie sehr deutlich. Erst der nächste Synchronisierimpuls reicht zum Auslösen der Entladung aus. Interessanterweise ergibt sich jetzt am Gitter ein hoher p o s i t i v e r Impuls, denn der bei der Entladung auftretende Gitterstrom wird hauptsächlich von Ionen im Entladungsraum des Thyratrons gebildet, die vom Gitter zur Kathode fließen. Dadurch bildet sich (bei der konventionellen Stromrichtung) an R_1 naturgemäß ein positiver Impuls aus; der Gitterstrom hat (immer in konventioneller Betrachtungsweise) die in Abb. 19 durch den Pfeil angedeutete Richtung.

Für die Kippamplitude, Kippfrequenz usw. gilt sinngemäß das in Abschnitt 1 Gesagte. Abb. 21/T III zeigt die Spannung am Gitter, wenn die Synchronisierfrequenz den neunfachen Wert der Kippfrequenz hat. Man sieht, daß auch bei diesem relativ hohen Frequenzverhältnis die Synchronisierung sehr exakt erfolgt. An den eventuell vorgesehenen Widerständen R_2 und R_3 können sehr kurze positive bzw. negative Impulse, hervorgerufen durch den Entladestrom von C, abgenommen werden. Der Innenwiderstand guter Thyratrons ist außerordentlich gering, so daß sich große Impulsamplituden bei steilen Anstiegzeiten ergeben.

3. Linearisierungsmöglichkeiten einfacher Art

Jede Kippschwingung, die durch Aufladung eines Kondensators über einen Ohmschen Widerstand erzeugt wird, hat grundsätzlich exponentiellen Verlauf. Der Grund hierfür ist der mit zunehmender Aufladung abfallende Ladestrom. Halten wir ihn jedoch durch bestimmte Maßnahmen konstant, so erfolgt der Spannungsanstieg an C zeitlinear. Die Kippfrequenz hängt dann nur vom Verhältnis zwischen dem Aufladestrom und dem Produkt aus Kippkapazität und Kippamplitude ab (Gl. 19). Die Kippamplitude entspricht dabei der Differenz zwischen Zünd- und Löschspannung. Die Kippfrequenz wird also um so größer, je größer der Ladestrom und je kleiner die Kippkapazität und die Kippamplitude werden.

Für die Herstellung eines konstanten Ladestromes gibt es zahlreiche Mittel; das älteste und wohl bekannteste ist der Ersatz des

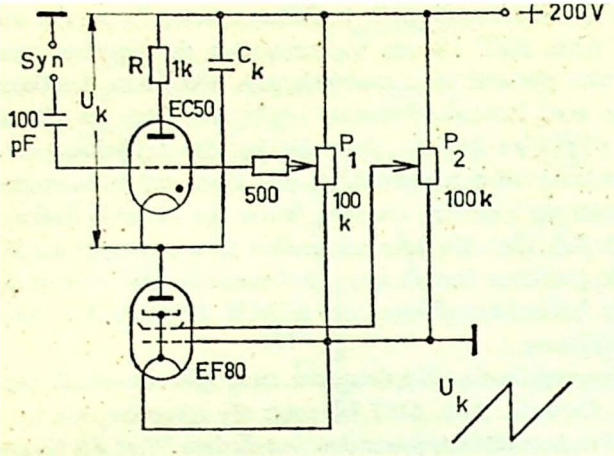


Abb. 22. Thyratron-Kippschaltung mit Ladepentode

Ohmschen Aufladewiderstandes durch eine Pentode etwa nach Abb. 22. Hier wird der Kippkondensator C_k von der Pentode EF 80 aufgeladen. Da deren Strom in weiten Bereichen von der anliegenden Anodenspannung unabhängig ist, erhält C_k unabhängig von seinem jeweiligen Ladezustand einen konstanten Strom, und der Kippspannungsanstieg U_k wird weitgehend linear, wie neben Abb. 22 angedeutet. Die Kippamplitude wird an P_1 eingestellt, die Kippfrequenz läßt sich durch Variation des Ladestromes mit P_2 regeln. Dieses Potentiometer verändert die Schirmgitterspannung der Ladepentode und damit den durch sie fließenden Anodenstrom. R ist lediglich ein Schutzwiderstand für die Gastriode EC 50. Geringe Abweichungen von der Linearität können kurz vor Beendigung der Aufladung von C_k auftreten, wenn also die Anodengleichspannung an der Ladepentode so klein wird, daß sie unter den Betrag der Schirmgitterspannung fällt; dann knickt die sonst horizontal verlaufende I_a/U_a-Kennlinie der Pentode um, und der Ladestrom verkleinert sich. Mängel dieser Art lassen sich jedoch durch richtige Dimensionierung der Schaltung bzw. der Betriebsspannungen leicht unterbinden. Anstelle von Ladepentoden hat man übrigens früher einfache Röhrendioden mit Wolfram-Kathode verwendet, die sehr schnell gesättigt ist. Auch dann ergibt sich ein konstanter Ladestrom.

Weitere Maßnahmen zur Linearisierung einer Kippspannung werden im Verlauf der folgenden Schaltungsbesprechungen noch erörtert werden. Sie hängen oft weitgehend von der jeweiligen Schaltung ab. Erwähnt sei lediglich eine sehr bekannte Methode: man bricht die Aufladung des Kondensators schon so frühzeitig ab, daß man den Spannungsanstieg als nahezu linear betrachten kann. Die Zeitkonstante CR muß daher groß gegenüber der Kippfrequenzperiode gewählt werden. Die kleine Kondensatorspannung wird verstärkt und erscheint dann in vergrößertem Maßstab weitgehend linearisiert. Zwischen der Zeitkonstante RC, der Periodendauer T der Kippschwingung und der Linearitätsabweichung n (Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Steilheit der Kippkurve) gibt es in Form von (Gl. 20) eine einfache Beziehung. Sie zeigt z. B., daß bei einer Abweichung von 5 Prozent die Zeitkonstante RC etwa 20 mal größer als die Periodendauer der Kippschwingung sein muß. Die (Gl. 20) gilt übrigens nur für kleine Werte der Linearitätsabweichung. Schaltungen dieser Art erfordern, wie man sieht, eine gegenüber der maximalen Ladespannung hohe Betriebsspannung.

4. Astabiler anodengekoppelter Multivibrator

Der astabile (selbstschwingende) Multivibrator ist eine in der Impulstechnik außerordentlich wichtige Grundschaltung. Es gibt den anodengekoppelten und den kathodengekoppelten Multivibrator. Wir besprechen zunächst den erstgenannten Typ.

Abb. 23 zeigt die Anordnung, deren grundsätzliche Wirkungsweise wir als bekannt voraussetzen wollen, jedoch der Sicherheit halber kurz umreißen möchten. In dieser Schaltung arbeiten — in Bezug auf das eigentliche Multivibratorprinzip — die Schirmgitter der beiden Röhren als Anoden. Die schraffierte linke Röhre sei zunächst leitend, die rechte gesperrt. Dann ist der Kondensator C_2 noch so weit negativ geladen, daß kein Anodenstrom in der rechten Röhre fließen kann. Die Ladung verschwindet allmählich infolge Entladung von C_2 über $(R_{a1} + R_{g2})$, bis die Sperrspannung der zweiten Röhre erreicht bzw. überschritten wird. Es beginnt Schirmgitterstrom zu fließen, die Spannung am Schirmgitter fällt, der Ab-

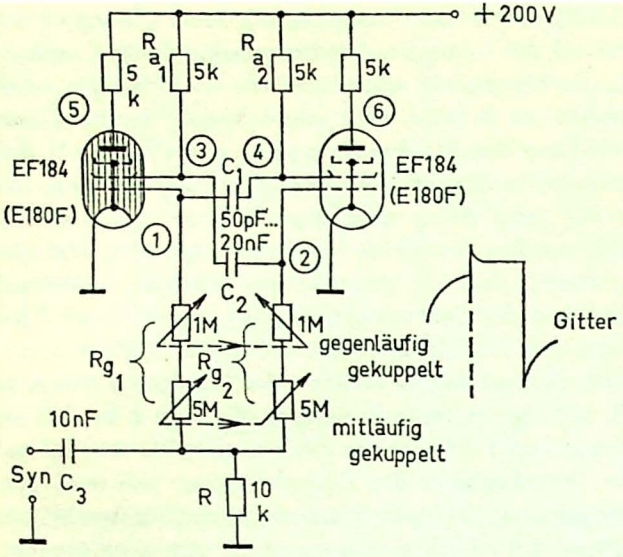


Abb. 23. Astabiler Pentoden-Multivibrator mit Frequenz- und Breitenregelung

fall überträgt sich über C_1 auf das Steuergitter der ersten Röhre, diese wird sehr schnell verriegelt, die Spannung am Schirmgitter springt in die Höhe, der Sprung teilt sich über C_2 dem Gitter der rechten Röhre mit, und diese wird sehr schnell geöffnet. Die Folge ist eine negative Aufladung von C_1, so daß die linke Röhre voll verriegelt wird. Erst nach Ausgleich der Ladung von C_1 über (R_{a2} + R_{g1}) wird deren Sperrspannung überschritten, es beginnt Schirmgitterstrom zu fließen, und der Ausgangszustand ist erreicht.

Die Dauer der Zeiten, während der die eine Röhre gesperrt, die andere geöffnet ist, hängt vor allem von den Gitterkreis-Zeitkonstanten C_1R_{g1} und C_2R_{g2} ab. An sich würden sich zu den Gitterwiderständen auch noch die Anodenwiderstände addieren; diese sind jedoch in praktischen Schaltungen meist so klein gegenüber den Gitterwiderständen,daß man sie in erster Näherung vernachlässigen kann. Haben die Gitterzeitkonstanten gleiche Größen, so arbeitet der Multivibrator symmetrisch, d. h., die Stromfluß- bzw. Sperrzeiten der Röhre haben gleiche Werte. Die Folgefrequenz entspricht dem reziproken Wert der Summe der Fluß- und Sperrzeiten. Weiterhin wird die Folgefrequenz noch vom Verhältnis des Spannungsabfalles I_aR_a zur Sperrspannung U_{gs} bestimmt (Gl. 21). Diese Werte kann man

ohne weiteres zur Löschspannung und Zündspannung eines Thyratrons oder einer Glimmlampe in Beziehung setzen. Es gelten die in Abschnitt 1 bzw. 2 angestellten diesbezüglichen Betrachtungen.

An Hand der folgenden Oszillogramme wollen wir nun die dynamischen Vorgänge im Multivibrator näher verfolgen. Abb. 24/T III zeigt den Verlauf der Gitterspannung der rechten Röhre (Punkt 2). Der Spannungsanstieg am Gitter erfolgt zunächst, wie beschrieben, exponentiell, bis die Sperrspannung erreicht wird und die Spannung am Gitter infolge der Rückwirkung von R_{a1} steil in die Höhe springt. Hier stoßen wir auf einen absichtlich in das Oszillogramm „eingebauten" Fehler: in Wirklichkeit müßte nämlich dieses Umspringen eine Form haben, wie es neben Abb. 23 skizziert ist, denn die Röhre wird durch den Anstieg der Spannung an R_{a1} über C_2 kurzzeitig ins Gitterstromgebiet gesteuert; dann wird der wirksame Gitterwiderstand R_{g2} äußerst klein, und C_2 entlädt sich sehr schnell so weit, bis der Gitterstrom verschwindet. Das entspricht dem „Zipfel" in der Skizze neben Abb. 23. In Abb. 24/T III ist dieser Zipfel nicht nur nicht vorhanden, sondern er erscheint sogar gewissermaßen umgeklappt. Der Grund hierfür ist in einem absichtlich falsch eingestellten kompensierten Spannungsteiler des Oszillographen zu suchen. Dieser kleine Fehler soll zeigen, wie wichtig ein einwandfrei justierter Oszillograph ist; es könnten sich sonst schwerwiegende Trugschlüsse ergeben.

Jetzt ist die zweite Röhre leitend, d. h., das Gitter dieser Röhre verbleibt so lange auf annähernd Nullpotential, bis C_2 genügend weit entladen ist. Nunmehr springt die Spannung an Punkt 2 steil auf negative Werte herab, weil jetzt die linke Röhre zu leiten beginnt. Interessant ist der unterste Teil dieses Abfalles; er erscheint nur als ganz schwache Linie, die anschließend stärker wird und neuerdings in den exponentiellen Verlauf wie beschrieben übergeht. Jetzt nämlich führt kurzzeitig die linke Röhre Gitterstrom, so daß ebenso kurzzeitig die Spannung am linken Schirmgitter (Punkt 3) eine negative Spitze aufweist, die sich über C_2 auf das Gitter der rechten Röhre überträgt. Das kommt in der feinen untersten Linie in Abb. 24/T III deutlich zum Ausdruck.

Abb. 25/T III zeigt nun (in Verbindung mit Abb. 24/T III) den Verlauf der Spannung am Schirmgitter der rechten Röhre (Punkt 4).

Im gesperrten Zustand entspricht diese Spannung der vollen Betriebsspannung. Kippt jetzt die Röhre in den leitenden Zustand, so springt die Spannung an Punkt 4 steil herunter, und der Gitterstrom dieser Röhre macht sich in dem unteren Zipfel bemerkbar. Nach Abklingen des Gitterstromes verharrt die Schirmgitterspannung der zweiten Röhre auf einem durch den Spannungsabfall an R_{a2} gegebenen, niederen Wert, bis ein neuerliches Umkippen erfolgt. Jetzt springt die Spannung zunächst sehr steil nach oben und weist einen positiven Zipfel auf, der dem Gitterstromeinsatz der linken, jetzt leitend werdenden Röhre entspricht. Auch dieser Zipfel klingt wegen des kleinen Gitter-Innenwiderstandes der linken Röhre schnell ab, und die Spannung an Punkt 4 hat wieder den Wert der Betriebsspannung erreicht.

Es sei bemerkt, daß der obere Zipfel in Abb. 25/T III u. U. fehlen und sich sogar in eine allmähliche Verrundung nach unten umkehren kann. Das ist der Fall, wenn der Außenwiderstand wesentlich größer als in Abb. 23 gemacht wird. Dann nämlich wirkt der Entladestrom des Gitterkondensators auf den Außenwiderstand zurück und bewirkt die erwähnte Verrundung. Man sieht, wie u. U. kleine Dimensionierungsänderungen die typischen Oszillogramme beeinflussen können.

Abb. 26/T III zeigt nun den Verlauf an den Anoden der Röhren (Punkte 5 bzw. 6). Normalerweise entstehen an den Anoden exakte Rechteckspannungen ohne Zipfel, da diese im Anodenkreis der Röhre bei entsprechender Dimensionierung bzw. Aussteuerung unterdrückt werden. Die in Abb. 26/T III enthaltenen Zipfel sind wieder auf eine absichtlich herbeigeführte unkorrekte Kompensation des Spannungsteilers im Oszillographen zurückzuführen. Es ist ein Vorzug der Pentodenschaltung nach Abb. 23, daß man an den Anoden zipfelfreie Rechtecke entnehmen kann, im Gegensatz zu den Triodenschaltungen, die stets Zipfel nach Abb. 25/T III aufweisen. Sie sind allerdings in vielen Fällen nicht schädlich; man muß jedoch wissen, wie sie entstehen, was hier ausführlich erläutert wurde.

Abb. 23 zeigt, daß die Gitterwiderstände jeweils aus zwei in Serie geschalteten Regelwiderständen bestehen. Mit den unteren Widerständen kann man die Folgefrequenz kontinuierlich einstellen, mit den oberen die Symmetrie. Macht man den linken oberen Gitter-

widerstand sehr klein gegenüber dem rechten oder umgekehrt, so wird der Multivibrator unsymmetrisch, da jetzt die Zeitkonstanten mehr oder weniger stark voneinander abweichen. Die Oszillogramme Abb. 27—32/T III zeigen z. B. den Zustand, daß die Gitterzeitkonstante der linken Röhre erheblich größer als die der rechten Röhre ist. Infolgedessen verharrt die linke Röhre wesentlich länger im nichtleitenden Zustand und ist nur ganz kurzzeitig leitend (Gitterspannungsverlauf Abb. 27/T III). Demnach entsteht am Schirmgitter der linken Röhre (Punkt 3) nur ein kurzer negativer Impuls mit den schon besprochenen Zipfeln (Abb. 28/T III). Ein ähnlicher Impuls zeigt sich an der Anode (Punkt 5, Abb. 29/T III). Abb. 30/T III zeigt den Verlauf der Gitterspannung an der rechten Röhre, der exponentielle Anstieg erfolgt wegen der kleinen Zeitkonstante sehr schnell. Abb. 31/T III zeigt die Schirmgitterspannung der rechten, nur kurzzeitig gesperrten Röhre, so daß sich an dieser ein positiver Impuls ergibt. Abb. 32/T III schließlich zeigt den entsprechenden Impuls an der Anode (Punkt 6). Man sieht, daß man durch Wahl der Zeitkonstanten mit einem solchen Multivibrator Impulse kontinuierlich regelbarer Breite bzw. Polarität herstellen kann. Die Multivibratorfrequenz läßt sich durch Einkoppeln an einen gemeinsamen Gitterwiderstand R über C_3 nach Abb. 23 synchronisieren.

Die Folgefrequenz des Multivibrators war in den gezeigten Oszillogrammen mit etwa 2 kHz so gering, daß die Anstiegsflanken praktisch nicht mehr sichtbar sind. Nur in Abb. 31/T III erkennt man sie andeutungsweise und sieht zugleich die allgemeinen Ausführungen im ersten Kapitel, Abschnitt III/2 bestätigt: die ansteigende Flanke ist weniger steil als die abfallende Flanke. Geht man zu immer höheren Folgefrequenzen über, indem man die Gitterkreis-Zeitkonstanten weiter herabsetzt, so werden die Anstiegsflanken in den Oszillogrammen immer mehr zutage treten, weil nunmehr die Anodenkreis-Zeitkonstante mit ihrer verzögernden Wirkung in Erscheinung tritt. Will man also auch noch bei sehr hohen Folgefrequenzen steile Impulsflanken, so muß man sehr kleine Außenwiderstände und Röhren wählen, die kleine Innenwiderstände und kleine Kapazitäten haben.

Ähnliche Probleme treten auch bei der Erzeugung extrem kurzer Impulse mit Multivibratoren auf. So zeigt Abb. 33 eine Schaltung, in

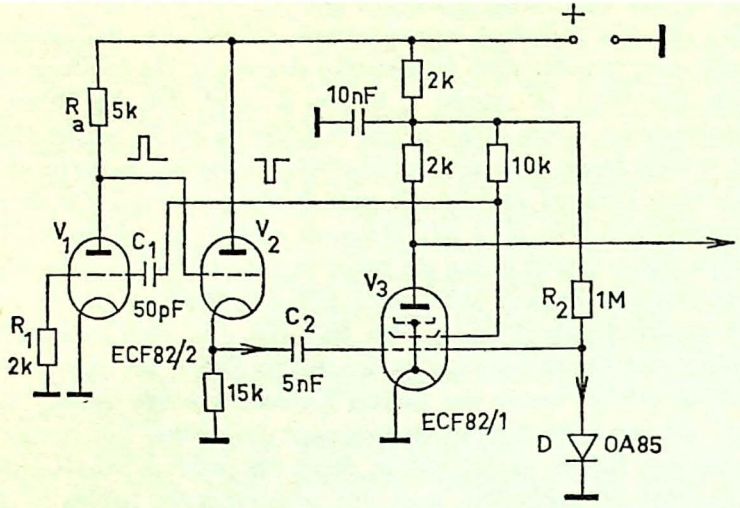


Abb. 33. Astabiler Multivibrator mit Kathodenfolger als Koppelglied

der die Röhren V_1 und V_3 einen Multivibrator bilden. Die Gitterkreis-Zeitkonstante C_1R_1 von V_1 beträgt etwa 10^{-8} s, die Gitterkreis-Zeitkonstante von V_3 (V_2 zunächst fortgedacht) rund $5 \cdot 10^{-3}$ s. Demnach wäre die Impulspause an R_a etwa $5 \cdot 10^5$ mal länger als der kurze positive Impuls während der Verriegelungszeit von V_1. Während der Impulszeit müßte jedoch C_2 umgeladen werden. Das erfordert bei dem nun einmal gegebenen Wert von C_2 sehr hohe Ströme. Sie könnten von V_1 nicht aufgebracht werden. Deshalb schaltet man zwischen die Anode von V_1 und den Kondensator C_2 eine Kathodenverstärker-Stufe mit der Röhre V_2. Deren kleine Kathodenimpedanz (1/S) läßt bei positiver Aussteuerung durch V_1 in C_2 einen hinreichend großen Strom fließen, der jedoch noch durch den Widerstand der Strecke Gitter-Kathode von V_3 begrenzt werden würde. Deshalb schaltet man parallel zu dieser Strecke eine im leitenden Zustand niederohmige Diode D, die den hohen Umladestrom von C_2 leichter als die Gitter-Kathodenstrecke aufnehmen kann. Man erzielt dann tatsächlich eine so schnelle Umladung von C_2, daß die Schaltung einwandfrei arbeitet. Nach dem Abklingen des Impulses an R_a wird D natürlich wirkungslos, so daß sich C_2

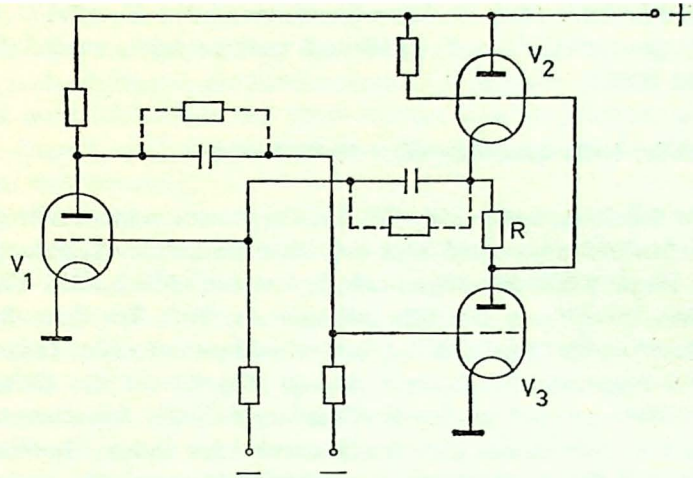


Abb. 34. Andere Schaltung des Kathodenfolgers bei astabilen oder bistabilen Multivibratoren

nunmehr über R_2 entsprechend langsam neuerlich umladen kann. Der kleine Kathodenwiderstand von V_2 spielt gegenüber R_2 keine Rolle. Ein weiterer Vorteil dieses Kathodenverstärkers ist seine große Eingangsimpedanz. Folglich wird R_a kapazitiv weitgehend entlastet, so daß die Anodenkreis-Zeitkonstante von V_1 entsprechend gering ausfällt.

Solche Schaltungen wird man natürlich nur in Extremfällen anwenden. Das gilt auch für Abb. 34, die man verwenden wird, wenn man die aus den besprochenen Gründen stets flachere Anstiegsflanke versteilern möchte. Die Röhren V_1 und V_3 bilden einen normalen astabilen (bei Einfügung der gestrichelt eingezeichneten Widerstände auch einen bistabilen) Multivibrator. Am Anodenwiderstand R von V_3 wird bei Sperrung der Röhre eine relativ flache Flanke auftreten, da die Anodenkreis-Zeitkonstante wegen des dann unendlich großen Innenwiderstandes von V_3 relativ groß ist. Deshalb steuert man mit der Anodenspannung von V_3 das Gitter einer Kathodenverstärker-Röhre V_2, deren Gitter über einen Widerstand am positiven Anschlußpunkt liegt. Jetzt beginnt sich der kleine Ausgangswiderstand des Kathodenverstärkers auszuwirken, und es gelangt eine sehr steile Flanke auf das Gitter von V_1, so daß auch die ansteigende Flanke

von V_3 sehr kurz wird. Im leitenden Zustand von V_3 wird V_2 durch den Spannungsabfall an R genügend weit gesperrt, so daß V_2 unwirksam bleibt.

5. Astabiler kathodengekoppelter Multivibrator

Die Schaltung zeigt Abb. 35. Im Gegensatz zum anodengekoppelten Multivibrator wird hier der eine kapazitive Kopplungsweg durch einen Kathodenwiderstand R_k ersetzt, der beiden Röhrensystemen gemeinsam ist. Wir nehmen an, daß das linke System kurz vor dem Umkippen in den leitenden Zustand steht. Dann wird Punkt 1 negativer, der Sprung gelangt über C auf das Gitter des rechten Systems und verriegelt dieses so, daß der Spannungsabfall an R_k nur noch durch den Anodenstrom des linken Systems bestimmt wird. Dieser kleine Spannungsabfall führt zu einem schnellen gänzlichen Entriegeln des linken Systems, und dieser Zustand dauert so lange an, bis infolge der fortschreitenden Entladung von C über R das rechte System wieder Strom zu führen beginnt. Das bedeutet eine Vergrößerung des Spannungsabfalls an R_k, so daß das linke System sofort gesperrt wird. Der positive Impuls an Punkt 1 entriegelt das zweite System sehr schnell vollständig, die Kathodenspannung springt hoch, das linke System ist gänzlich verriegelt. Nun

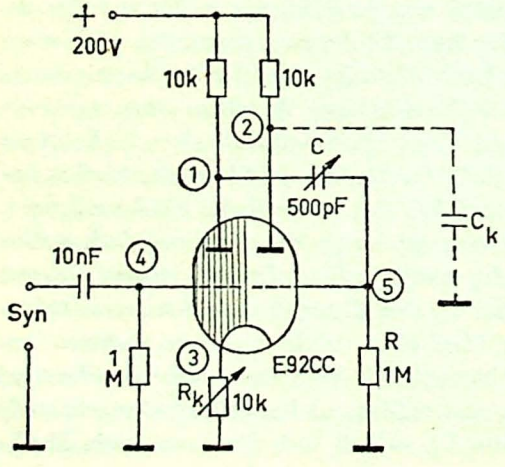


Abb. 35. Der kathodengekoppelte Multivibrator

erfolgt eine neuerliche Umladung von C, und allmählich nimmt der Anodenstrom des rechten Systems ab, so daß auch die Spannung an R_k nach Maßgabe der Zeitkonstante CR langsam abfällt. Infolgedessen wird schließlich das linke System wieder geöffnet, der negative Impuls an 1 verriegelt das rechte System, und der Vorgang beginnt von neuem.

Die Oszillogramme Abb. 36—38/T III zeigen den Verlauf der Spannungen an den verschiedenen Elektroden. Die obere Figur in Abb. 36/T III stellt die Anodenspannung in Punkt 1 dar; die Röhre ist entweder voll geöffnet oder voll gesperrt, so daß sich eine annähernde Rechteckschwingung ergibt. Die untere Figur zeigt den Verlauf an der Anode des rechten Systems, Punkt 2. Deutlich ist der sprunghafte Abfall der Anodenspannung bei der Entriegelung des rechten Systems zu erkennen, ferner der allmähliche Anstieg der Spannung mit kleiner werdendem Anodenstrom, was schließlich über R_k zu einer gänzlichen Verriegelung des rechten Systems führt. Diese Verriegelung ist vollständig, so daß das obere Impulsdach horizontal verläuft. Abb. 37/T III zeigt oben den Verlauf der Kathodenspannung. Beim Umspringen des rechten Systems in den leitenden Zustand steigt die Kathodenspannung sprunghaft an, um sich mit zunehmender Entladung von C über R nach Maßgabe des Anodenstromabfalls des rechten Systems langsam zu verringern, bis das linke System sich wieder öffnet, woraufhin die Kathodenspannung weiter fällt und das linke System voll geöffnet wird. Dann erfolgt neuerlich die Entriegelung des rechten Systems. Die untere Figur von Abb. 37/T III zeigt der Vollständigkeit halber nochmals den Verlauf an Punkt 2. In Abb. 38/T III schließlich sehen wir den Verlauf der Gitterspannung am Punkt 5. Zunächst steigt die Gitterspannung exponentiell an, bis sie genügt, um das rechte System leitend zu machen. Dieses wird nun durch den positiven Spannungssprung an 1 sehr schnell ins Gitterstromgebiet gesteuert, was an der feinen oberen Linie zu sehen ist. Der geringe Widerstand der Gitter-Kathodenstrecke sorgt für einen sehr schnellen Abfall, und nach dem Verschwinden des Gitterstroms erfolgt die weitere Entladung des Kondensators wesentlich langsamer bis zur neuerlichen Entriegelung des ersten bzw. bis zur völligen Verriegelung des zweiten Systems. Die Spannung fällt ab, und man erkennt deutlich an dem zunächst sehr

steilen Wiederanstieg den Einfluß eines kurzzeitigen Gitterstroms im linken System. Nun steigt die Spannung neuerlich an, um schließlich wieder hochzuspringen, wenn das zweite System in den leitenden Zustand gesteuert wird.

Im Oszillogramm Abb. 39/T III schließlich sind die Spannungen an der Kathode (oben) und an der rechten Anode (unten) für den Fall eines sehr kleinen Kathodenwiderstandes dargestellt. Der Multivibrator arbeitet nunmehr unsymmetrisch, und zwar derart, daß das rechte System nur ganz kurzzeitig stromführend wird, so daß an dessen Anode ein negativer Impuls entsteht. Dazu gehört ein entsprechender positiver Impuls an der Kathode. Bei einer solchen Dimensionierung läßt sich der kathodengekoppelte Multivibrator sehr gut als Kippschwingungserzeuger verwenden, indem man z. B. den gestrichelt eingezeichneten Kondensator C_k anordnet. In nichtleitendem Zustand des rechten Systems lädt sich dieser über den Anodenwiderstand auf, bei der Entriegelung des Systems wird er schnell entladen. Demnach bildet sich an C_k eine Kippspannung aus. Der zeitliche Verlauf hängt von dem Verhältnis zwischen der Betriebsspannung und der jeweils erreichten maximalen Aufladung ab (s. S. 51). Durch Wahl der Zeitkonstante, die vom Anodenwiderstand und C_k gebildet wird, kann man daher die Linearität weitgehend beeinflussen; eine große Linearität bedingt dann natürlich nur kleine Amplituden an C_k.

Die Folgefrequenz der erzeugten Schwingung hängt in erster Linie von der Zeitkonstante CR ab. Weiterhin wird sie noch durch die Röhrenströme und die Sperrspannungen der Röhre sowie durch den Kathoden- und Anodenwiderstand bestimmt. Auch die Steilheit hat einen Einfluß. Es lassen sich Formeln für die Kippfrequenz aufstellen, die jedoch wegen der vielen veränderlichen Größen recht unhandlich und für die Praxis wenig brauchbar sind. Am besten ist die experimentelle Bestimmung der Schaltung nach überschlägigem Berechnen der Zeitkonstante. Selbstverständlich gilt auch für diese Anordnung alles, was hinsichtlich Anstiegsteilheit schon früher gesagt wurde; kleine Anodenwiderstände bedeuten daher grundsätzlich kurze Anstiegzeiten. Ein Nachteil ist der Einfluß der Kathoden-Faden-Kapazität, da die Kathode am dynamischen Vorgang teilnimmt. Indessen ist dieser Einfluß in vielen Fällen nicht störend.

Ein großer Vorteil der Schaltung ist darin zu sehen, daß die Synchronisierung relativ ungestört am Gitter des linken Systems (Punkt 4) erfolgen kann; die Ausgangsspannung läßt sich ebenfalls weitgehend rückwirkungsfrei am Anodenwiderstand des rechten Systems (Punkt 2) entnehmen. Die Stabilität der Schaltung gegenüber Schwankungen der Betriebsspannung usw. ist wegen des gegenkoppelnd wirkenden Kathodenwiderstandes recht gut. Der anodengekoppelte Multivibrator verhält sich in dieser Beziehung wesentlich schlechter.

6. Sperrschwinger

Der Sperrschwinger ist eine relativ einfache und doch recht leistungsfähige Impulsschaltung. Abb. 40 zeigt die einfachste Ausführungsform. Im Gitterkreis der Röhre liegt die Wicklung eines Transformators T, in Reihe damit ein Parallel-RC-Glied RC. Der untere Anschluß von R kann wahlweise an Masse (Stellung a des Schalters S) oder an den Pluspol der Betriebsspannung gelegt werden (Stellung b). Im Anodenkreis liegt die zweite Wicklung des Transformators T. Im Augenblick des Einschaltens liegt das Steuergitter (zunächst wird immer die Stellung a des Schalters S betrachtet) an Masse. Es fließt ein starker Anodenstrom, der während seines Ansteigens einen kräftigen Impuls in der Gitterwicklung induziert. Dadurch entsteht ein kräftiger Gitterstrom, der den Kondensator C mit der eingetragenen Polarität auflädt. Infolgedessen erhält das Gitter schnell eine negative Vorspannung, die schließlich zum Sperren des Anodenstroms und damit zum Abreißen der Schwin-

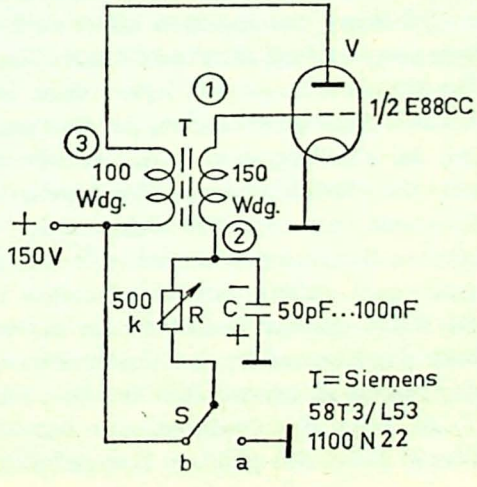


Abb. 40. Grundschaltung des Sperrschwingers

gung führt. Nunmehr kann sich der Kondensator C langsam über R nach Maßgabe der Zeitkonstante RC entladen, bis die Sperrspannung der Röhre erreicht ist. Dann beginnt neuerlich Anodenstrom zu fließen, das Gitter erhält einen positiven Impuls, der Widerstand zwischen Gitter und Kathode wird sehr klein, und C entlädt sich über das Gitter in relativ kurzer Zeit. Die Schwingung reißt wieder ab, die Entladung von C beginnt von neuem. Das ist im wesentlichen die Wirkungsweise des Sperrschwingers. An C entsteht eine exponentiell ansteigende Kippschwingung, die man gegebenenfalls mit einer fremd zugeführten, möglichst impulsförmigen Spannung sychronisieren kann. Dazu werden positive Impulse in den Gitterkreis an passender Stelle eingekoppelt.

Für den langsamen Hinlauf und den schnellen Rücklauf der Kippschwingung sind verschiedene Schaltorgane der Anordnung verantwortlich. Der Hinlauf wird fast ausschließlich durch das CR-Glied im Gitterkreis bestimmt; die Zeitkonstante legt die Schnelligkeit des Anstiegs und damit die Folgefrequenz fest. Außerdem spielt natürlich die Sperrspannung der Röhre (teilweise auch der Gitterstrom) insofern eine Rolle, als beide Faktoren die auftretende Kippamplitude bestimmen, die ihrerseits wieder die Kipperiode beeinflußt (Gl. 22). Für den Rücklauf sind fast ausschließlich die Transformatordaten sowie die Daten der Röhre in voll ausgesteuertem Zustand maßgebend.

Wir wollen nun an Hand von Oszillogrammen die Arbeitsweise der Schaltung im einzelnen näher verfolgen. Abb. 41/T IV zeigt den Spannungsverlauf am Punkt 2 bei einer Frequenz von etwa 100 Hz. Der Kippkondensator C hatte einen Wert von 5 nF. Man erkennt deutlich den exponentiellen Anstieg und den außerordentlich schnellen, im Oszillogramm kaum sichtbaren Rücklauf. Abb. 42/T IV zeigt das Oszillogramm an der Anode des Sperrschwingers (Punkt 3). Hier erscheint natürlich nichts mehr von dem Verlauf der gitterseitigen Spannung; man erkennt lediglich im Augenblick des Kippens einen außerordentlich schmalen Impuls hoher Amplitude, der die Folge der im Transformator induzierten Spannung im Augenblick des Kippens ist. Bei der hier gewählten niederen Frequenz ist der Impuls so schmal, daß er kaum erkannt werden kann. Abb. 43/T IV zeigt das Oszillogramm unmittelbar am Gitter der Röhre (Punkt 1) bei den gleichen Daten. Es entspricht im wesentlichen dem

Oszillogramm von Abb. 41/T IV, nur mit dem Unterschied, daß (sehr schwach) eine erhebliche positive Spannungsspitze zu sehen ist, die die impulsförmige, am Transformator auftretende Spannung im Augenblick des Kippens darstellt.

Wir denken uns nun den Schalter S in Abb. 40 auf die Stellung b gelegt und beobachten wiederum das Oszillogramm am Punkt 2 (Abb. 44/T IV). Ohne Veränderung des RC-Gliedes ist jetzt die Kippfrequenz auf etwa 1 000 Hz, also auf den annähernd zehnfachen Wert, gestiegen. Das rührt davon her, daß sich C infolge der treibenden, positiven Betriebsspannung nunmehr viel schneller bis zur Sperrspannung der Röhre aufladen kann. Die Sperrspannung jedoch ist wesentlich kleiner als die positive Betriebsspannung, so daß der Kondensator nur auf einen Bruchteil dieser Spannung aufgeladen wird. Wie wir von S. 51 her wissen, wird dann nur ein kleines Stück der Exponentialkurve durchlaufen, und der Anstieg erscheint wesentlich geradliniger. Abb. 44/T IV zeigt das sehr deutlich. Auf die Rücklaufzeit hat natürlich diese Änderung keinen Einfluß, d. h., sie bleibt konstant. Wegen der zehnfach höheren Frequenz erscheint jedoch der Rücklauf nunmehr weiter „auseinandergezogen", und wir sehen, daß sich während dieses Zeitabschnittes verschiedene Vorgänge abspielen. Hierfür ist der Transformator verantwortlich, den wir uns zunächst aus einem Ferritkern (wie in Abb. 40 angegeben) hergestellt haben. Die Kopplung ist relativ stark; trotzdem treten während des Rücklaufs einige Schwingvorgänge im Transformator auf. Wenn wir das ohne einen triggerbaren Oszillographen mit dehnbarer Zeitbasis näher untersuchen wollen, können wir den Ferritkern aus der Spule entfernen und den Kippkondensator verkleinern, etwa auf 500 pF. Die Kippfrequenz steigt dann auf etwa 10 kHz an, und man erhält ein Oszillogramm etwa nach Abb. 45/T IV; hier ist lediglich die Rücklaufphase wiedergegeben, um einen Eindruck von den Vorgängen während des Kippvorgangs zu erhalten. Man sieht, daß der Rücklauf von einer gedämpften Schwingung überlagert ist, deren Frequenz von den Transformatordaten und den wirksamen Kapazitäten sowie der Dämpfung während dieses Zustandes abhängt. Der Rücklauf vollzieht sich relativ langsam, was auf die verhältnismäßig lose Kopplung zwischen den Transformatorwicklungen zurückgeführt werden muß.

Setzen wir jetzt bei den gleichen Daten der Schaltung den Ferritkern wieder ein, so erhalten wir das Oszillogramm Abb. 46/T IV. Die Kippfrequenz hat sich kaum geändert, der Rücklauf ist jedoch wesentlich kürzer geworden, was wir der festeren Kopplung verdanken. Außerdem hat sich die Frequenz der gedämpften, dem Rücklauf überlagerten Schwingung verringert; im Rücklauf befindet sich praktisch nur noch eine solche Schwingung. Die Dämpfung hingegen ist schwächer, was man daraus erkennt, daß die Transformatorschwingungen nicht gleich mit Beendigung des Rücklaufes abklingen, sondern noch eine Zeitlang andauern und sich dabei der wiederansteigenden Spannung an dem Zeitkonstantenglied überlagern. Diese Erscheinung ist im Oszillogramm noch viel besser zu sehen, wenn man die Hinlaufdauer durch nochmaliges Verkleinern der Kippkapazität weiter verkürzt. So zeigt Abb. 47/T IV das Oszillogramm bei C = 50 pF. Dadurch wird die Folgefrequenz auf 100 kHz erhöht, und man erkennt die langsam abklingenden Schwingungen jetzt sehr gut im Hinlauf. Bei diesem Oszillogramm war der Ferritkern ebenfalls vorhanden.

Untersucht man die Schaltung bei dieser Dimensionierung an anderen Stellen, so ergeben sich die Oszillogramme Abb. 48/T IV und Abb. 49/T IV. In Abb. 48/T IV sehen wir den Verlauf der Anodenspannung in Form einer gedämpften Schwingung. Abb. 49/T IV zeigt den zugehörigen Verlauf der Spannung unmittelbar am Gitter (Punkt 1). Hier erkennt man deutlich, daß die gedämpfte Schwingung vom Anstieg der Spannung am Zeitkonstantenglied überlagert ist. In Abb. 50/T IV wurde die Kippkapazität gänzlich fortgelassen, so daß nur noch die schädlichen Schaltkapazitäten wirksam waren. Die Kippfrequenz stieg auf etwa 150 kHz, und die gedämpfte Schwingung ist noch mehr auseinandergezogen.

Die vorstehende Oszillogramme sollten vor allem die Wirkung einer zu schwachen Kopplung zwischen Gitter- und Anodenkreis veranschaulichen. In der Praxis wird man derartige Betriebszustände des Sperrschwingers natürlich vermeiden; die Bilder geben jedoch einen guten Einblick in die Physik des Vorgangs.

Wir wollen nun noch kurz untersuchen, wie sich der Sperrschwinger bei extrem fester Kopplung zwischen- Gitter- und Anodenkreis verhält. Wir verwenden daher einen Transformator mit Blechen, wie

er etwa in den Sperrschwingern der Fernsehtechnik vorkommt. Bei C = 50 pF erhalten wir dann ein Oszillogramm etwa nach Abb. 51/T IV. Gedämpfte Schwingungen treten jetzt im Rücklauf nicht mehr auf. Dafür ist der Hinlauf verzerrt, wofür folgende Erscheinung verantwortlich ist: die durch RC gebildete Zeitkonstante kommt jetzt in die Größenordnung der Zeitkonstante L/R des Transformators, und das bedeutet, daß der Transformatorstrom innerhalb der sonst durch RC gegebenen Hinlaufzeit noch nicht restlos abgeklungen ist. Dieser Strom hält das Gitter noch einige Zeit negativ, so daß der Rücklauf auch dann noch nicht erfolgt, wenn die Spannung an RC längst den Sperrspannungswert erreicht hätte. Das äußert sich im annähernd horizontal verlaufenden Teil der Kurve in Abb. 51/T IV. Nach dem Abklingen aller dynamischen Vorgänge im Transformator setzt dann der Rücklauf sehr steil ein. Würde man an Stelle der kleinen Kippkapazität eine wesentlich größere Kapazität wählen, so daß sich die Hinlaufzeit entsprechend vergrößerte, so erhielte man Oszillogramme etwa nach Abb. 41/T IV mit extrem kurzem Rücklauf, den man der engen Kopplung des Transformators verdankt. Gedämpfte Schwingungen können nicht mehr auftreten, weil nunmehr der kleine Widerstand der Gitter-Kathodenstrecke der Röhre äußerst wirksam in die Anodenseite des Transformators transformiert wird. Dadurch entsteht eine überaperiodische Dämpfung. Abb. 52/T IV schließlich zeigt noch die Rücklaufform bei C = 5 nF unter Verwendung desselben Transformators. Man erkennt (Punkt 1, Gitteranschluß in Abb. 40) zunächst das Einsetzen eines Gitterstromes in Form einer kurzzeitigen Kurvenüberhöhung. Dann erfolgt der sehr steile Rücklauf, in den trotz der starken Dämpfung einige Schwingungen der Transformatorwicklungen fallen. Anschließend erfolgt ein relativ steiler Anstieg der Spannung an RC, weil die Strecke Gitter-Kathode noch leitet, so daß sich C über diesen kleinen Widerstand relativ schnell auflädt. Mit dem Verschwinden des Gitterstroms erfolgt dann der Anstieg wesentlich langsamer, und zwar nach Maßgabe der Zeitkonstante CR, beginnend mit einem fast aperiodischen Einschwingvorgang.

Wie man sieht, kann man an einem Sperrschwinger bei entsprechender Änderung der Dimensionierung viele interessante Erscheinungen beobachten.

7. Das bootstrap-Prinzip am Beispiel des Sperrschwingers

In Abschnitt 3 haben wir bereits einige Linearisierungsmöglichkeiten für Kippspannungen besprochen. In diesem Abschnitt lernen wir ein neues, interessantes Prinzip zur Linearisierung kennen, das aber letzten Endes ebenfalls darauf hinausläuft, daß man einen Kon-

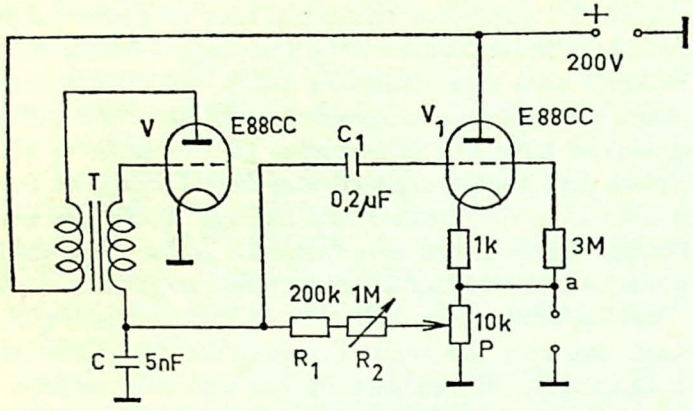


Abb. 53. Sperrschwinger mit Kathodenfolger-Aufladung (bootstrap-Schaltung)

densator mit konstantem Strom auflädt. Es ist das sogenannte bootstrap-Prinzip, dessen Schaltungstechnik Abb. 53 verdeutlicht. Die Röhre V bildet zusammen mit dem Transformator T und der Kippkapazität C einen Sperrschwinger. Der Ladewiderstand ($R_1 + R_2$) liegt hier an einem Potentiometer P, und wir denken uns zunächst den Schleifer in der untersten Stellung. Dann haben wir den normalen Sperrschwinger vor uns, der Kippspannungen mit exponentiell verlaufendem Anstieg liefert. Das ist im Oszillogramm Abb. 54/T IV deutlich zu sehen. Nun betrachten wir den weiteren Teil der Schaltung Abb. 53. Die an C auftretende Spannung wird über C_1 auf das Gitter einer als Kathodenverstärker arbeitenden Röhre V_1 gegeben. Belassen wir den Schleifer des Potentiometers in der untersten Stellung, so beobachten wir auch im Punkt a (Abb. 53) dasselbe Oszillogramm wie in Abb. 54/T IV. Die Kippspannung durchläuft lediglich den Kathodenverstärker und wird in derselben Phase am Ausgang wiedergegeben. Schieben wir nun den Potentiometerschleifer lang-

sam nach oben, so addieren wir über (R_1 + R_2) noch zu der an C liegenden Spannung den entsprechenden Spannungsabfall an P. Die Ladespannung von C wird dadurch nicht konstant bleiben, sondern mit zunehmender Aufladung steigen („mitlaufende Ladespannung"). Bei richtiger Bemessung ergibt sich als Folge davon ein konstanter Strom durch C und damit eine zeitlinear ansteigende Spannung, die am Punkt a abgegriffen werden kann. Das Oszillogramm Abb. 55/T IV, das bei einer mittleren Stellung des Potentiometerschleifers in Abb. 53 aufgenommen wurde, zeigt bereits im Vergleich zu Abb. 54/T IV eine wesentlich verbesserte Hinlauf-Linearität. Schiebt man den Potentiometerschleifer ganz nach oben, so ergibt sich Abb. 56/T IV, ein Oszillogramm mit bereits recht guter, allerdings nicht vollständiger Linarität. Sie könnte durch eine etwas andere Dimensionierung noch mehr verbessert werden. Immerhin zeigen die drei Oszillogramme die Wirkungsweise des bootstrap-Prinzips sehr deutlich. Die Schaltung wird in manchen Anlagen, beispielsweise in Oszillographen, zur Linearisierung von Kippschwingungen angewendet, und kommt auch sonst häufig vor, wenn an irgendeiner Stelle ein konstanter Kondensator-Ladestrom gefordert wird. Man kann dieses Prinzip daher in den verschiedensten Schaltungen sinngemäß anwenden.

8. Der Sperrschwinger als Impulsgenerator im Nanosekundenbereich

Die Herstellung extrem kurzzeitiger Impulse mit Hilfe von Röhrenschaltungen läuft fast immer auf eine möglichst kurzzeitige Aufladung schädlicher Kapazitäten hinaus. Die Aufladung erfolgt um so schneller, je größer der Ladestrom ist. Soll daher die Impulsdauer bzw. die Anstiegzeit eines Impulses extrem verkürzt werden, so benötigt man außerordentlich hohe Ströme, die von normalen Röhren nicht mehr geliefert werden können. Man muß daher Spezialröhren mit möglichst hohen Kathodenspitzenströmen verwenden. Dafür eignet sich z. B. die Doppeltriode E 182 CC in Sperrschwingerschaltung besonders gut. Sind Gitter- und Anodenkreis durch einen geeigneten Transformator in einer Sperrschwingerschaltung fest verkoppelt, so wird das Gitter sehr kräftig in den Gitterstrombereich gesteuert, und die erforderlichen hohen Ströme zur schnellen Auf-

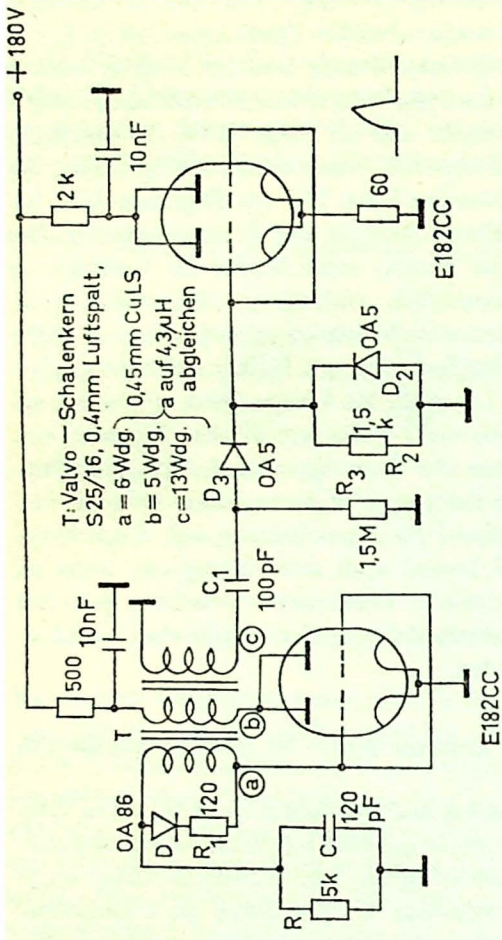


Abb. 57. Sperrschwinger für extrem kurze Impulse (nach Valvo-Angaben)

ladung kleiner Kapazitäten lassen sich relativ mühelos erreichen. Man kommt dann zu Anstiegzeiten im Nanosekundenbereich.

Abb. 57 zeigt eine von der Firma Valvo angegebene Schaltung, mit der sich Impulse mit Anstiegzeiten von etwa 20 ns (mittlere Flankensteilheit von $1{,}2 \cdot 10^9$ V/s) erreichen lassen. Um eine Überlastung der Röhre zu vermeiden, sind beide Systeme der E 182 CC parallel geschaltet. Im Anoden- und Gitterkreis liegen die Wicklungen des Transformators T mit den neben der Schaltung angegebenen Daten. Die Kapazität C ist in Verbindung mit R so bemessen, daß sich eine Folgefrequenz von etwa 400 kHz einstellt. Es kommt nun darauf an, daß C im Augenblick des Rückkippens so schnell wie möglich aufgeladen wird; je schneller das vor sich geht, um so größer wird die Anstiegsteilheit des erzeugten Impulses. Bereits der Anodenstromimpuls in der ersten E 182 CC hat eine Halbwertsbreite von nur 40 ns. Mit der Diode D und dem Widerstand R_1 wird die Gitterwicklung des Transformators zusätzlich im negativen Bereich gedämpft. An der Wicklung c tritt eben-

falls eine sehr kurzzeitige Impulsspitze auf, die über C_1 und D_3 dem Gitter einer zweiten E 182 CC mit parallel geschalteten Systemen zugeführt wird.

C_1R_3 sowie D_2 bewirken eine Differentiation, so daß am Gitter der zweiten Röhre der Impuls noch weiter verkürzt erscheint. R_2D_2 dienen vorzugsweise zur Unterdrückung des negativen Anteils der Impulsspannung. Das wird durch D_3 unterstützt. Am Kathodenwiderstand der letzten Röhre erscheint dann der Impuls mit der erwähnten Anstiegzeit und einer Amplitude von etwa 30 V_{ss}. Die Schaltung nimmt bei 180 V Betriebsspannung etwa 60 mA auf und eignet sich beispielsweise vorzüglich zur Prüfung von Verstärkern extrem hoher Bandbreite. Werden die Daten der Schaltung genau eingehalten, so kann man mit den angegebenen Anstiegzeiten mit Sicherheit rechnen und aus einer Verformung des Impulses bzw. einer Verkleinerung der Anstiegsteilheit hinter dem zu untersuchenden Verstärker entsprechende Rückschlüsse auf dessen Eigenschaften ziehen. Der Sperrschwinger ist daher in Verbindung mit geeigneten Röhren für die Erzeugung sehr kurzer Impulse bestens geeignet.

9. Das Transitron

Das einfache Transitron spielt heute nach wie vor eine große Rolle. Abb. 58 zeigt eine Versuchsschaltung, auf die sich auch die später zu besprechenden Oszillogramme beziehen. Wir nehmen zunächst eine sehr kleine Anodenspannung und eine relativ hohe Schirmgitterspannung an. Dann fließt der gesamte Kathodenstrom der Röhre V zum Schirmgitter, und der Anodenstrom ist Null. Deshalb kann sich nunmehr der Kondensator C_1 über R von der Betriebsspannung her exponentiell aufladen. Überschreitet die Anodenspannung allmählich die Schirmgitterspannung, so tritt Stromübernahme ein, der Schirmgitterstrom fällt, der Anodenstrom steigt, die Schirmgitterspannung steigt und liefert über C einen positiven Impuls auf das Bremsgitter, was das Ansteigen des Anodenstromes unterstützt. C_1 entlädt sich nun sehr schnell über den kleinen Innenwiderstand von V, und die Anodenspannung sinkt ebenso rasch wieder unter die Schirmgitterspannung. Das hat eine neuerliche Stromübernahme zur Folge, d. h., der Schirmgitterstrom steigt sprunghaft an, die

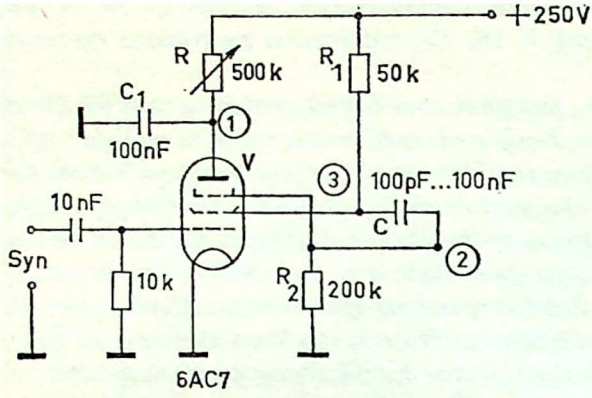


Abb. 58. Transitron-schaltung

Schirmgitterspannung sinkt ebenso schnell, der negative Impuls gelangt über C auf das Bremsgitter und sperrt den Anodenstrom völlig. Nunmehr kann sich C_1 über R neuerlich, wie schon beschrieben, bis zur nächsten Stromübernahme aufladen. Die an C_1 erscheinende Kippamplitude hängt also von den jeweiligen Spannungswerten an Anode und Schirmgitter ab, bei denen die Stromübernahme erfolgt. Durch die wechselseitige Steuerung von Schirmgitter, Bremsgitter und Anode erhält man somit eine sehr stabile Kippschaltung, die natürlich nicht nur Sägezähne, sondern auch Impulse anderer Art zu liefern vermag, wie die jetzt zu besprechenden Oszillogramme zeigen werden.

Abb. 59/T IV zeigt zunächst das Oszillogramm der Spannung an C_1 (Punkt 1). Die Hinlaufzeit der Kippschwingung ist durch RC_1 bestimmt, die Rücklaufzeit durch das Produkt aus dem Innenwiderstand von V und der Kapazität C_1. Außerdem spielen natürlich auch noch die Zeitkonstanten im Schirmgitter-Bremsgitterkreis eine Rolle, da sie den Umkippvorgang steuern. Abb. 60/T IV zeigt das Oszillogramm am Bremsgitter, Punkt 2. Wir sehen deutlich die starke positive Spitze bei der Stromübernahme zur Anode. CR_2 wirkt etwas differenzierend (der Impuls schwingt unter die Nullinie durch), am Schirmgitteranschluß 3 (Abb. 61/T IV) ist dieses Durchschwingen nicht festzustellen. Wir erkennen übrigens deutlich, daß der Schirmgitter- bzw. Bremsgitterimpuls so lange besteht, bis sich C_1 über den Innenwiderstand von V weit genug entladen hat.

Verkürzen wir die Hinlaufzeit durch Verkleinern der Zeitkonstante C_1R, indem wir R kleiner machen, so bleibt die Rücklaufzeit unverändert groß, weil hierfür nur die Zeitkonstante verantwortlich ist, die aus dem gleichbleibenden C_1 und dem Innenwiderstand von V gebildet wird. Das Verhältnis zwischen Hinlauf- und Rücklaufzeit wird dann wesentlich kleiner, wie Abb. 62/T V zeigt. Man erhält eine Kippschwingung mit relativ hoher prozentualer Rücklaufdauer, was z. B. in Oszillographen nicht erwünscht ist; zweifellos ist hierin ein Nachteil des Transitrons zu sehen, denn man möchte eine gleichbleibende prozentuale Rücklaufzeit bei kontinuierlicher Erhöhung der Kippfrequenz durch den Regelwiderstand R. Natürlich kann man diesen Nachteil durch eine verhältnismäßig feinstufige Umschaltung von C_1 (und den Schirmgitter-Bremsgitter-Zeitkonstanten) weitgehend vermeiden.

Das Transitron läßt sich am Steuergitter von V, das sich an den dynamischen Vorgängen nicht beteiligt, recht gut synchronisieren. Während man die Hinlaufzeit durch Wahl von C_1R weitgehend variieren kann, ist dem Rücklauf aus den schon erwähnten Gründen eine bestimmte Grenze gesetzt. Kurze Rücklaufzeiten erhält man durch Anwendung von Röhren, die sich auf sehr niedrige Innenwiderstände steuern lassen. Dazu gehört beispielsweise die E 180 F. Will man kürzeste Hinlaufzeiten erzielen, so wird C_1 sehr klein; dann muß man auf möglichst geringe Anodenkreis-Kapazitäten achten.

10. Das Millerprinzip und das Miller-Transitron

Das Miller-Prinzip bzw. der Miller-Effekt hat in der neuzeitlichen Impulspraxis eine sehr große Bedeutung erlangt; wir setzen zwar die Kenntnis des Miller-Effektes bei unseren Lesern voraus, wollen aber doch ganz kurz das Wichtigste zusammenfassen.

Vergrößert man die Gitter-Anodenkapazität einer Röhre künstlich dadurch, daß man zwischen Anode und Gitter einen Kondensator schaltet, so erscheint diese Kapazität im Gitterkreis etwa um einen Faktor vergrößert, der der Verstärkung der Röhre entspricht (Gl. 9). Infolgedessen vergrößert sich auch dementsprechend die Gitterkreis-Zeitkonstante, die normalerweise durch den Gitterwider-

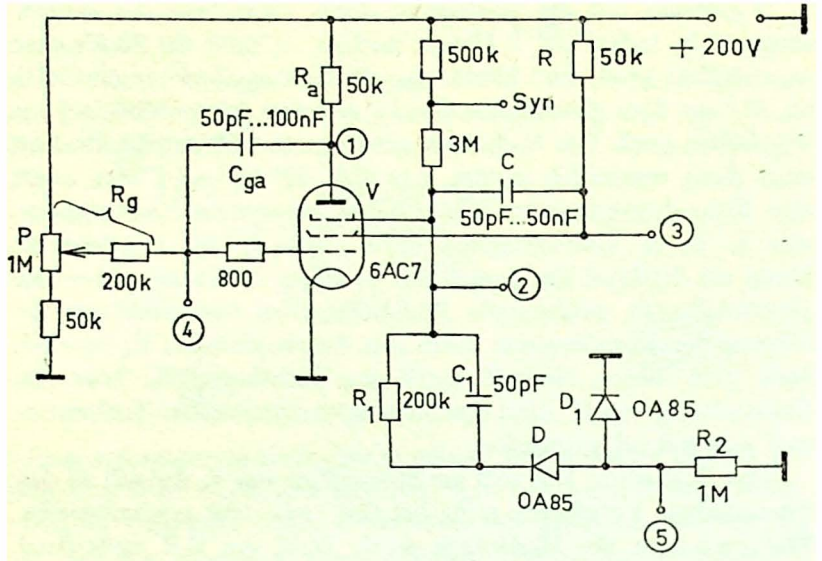


Abb. 63. Miller-Transitron

stand und die Gitterkapazität gebildet ist, um die Verstärkung der Röhre (Gl. 23). Abb. 63 zeigt die Schaltung, wobei uns zunächst der Außenwiderstand R_a der Röhre V, die künstlich vergrößerte Anoden-Gitterkapazität C_{ga} sowie die als Gitterwiderstand R_g wirksamen Widerstände interessieren. Man sieht, daß C_{ga} über R_g und R_a je nach Stellung des Potentiometerschleifers (Potentiometer P) aufgeladen wird. Nun ist, wie man mathematisch zeigen kann, für die Aufladung bei Anwesenheit von C_{ga} („Miller-Kapazität") nicht einfach die Betriebsspannung maßgebend, sondern ein (fiktiver) Wert, der um den Betrag der Verstärkung der Röhre größer als die Betriebsspannung ist. Tatsächlich jedoch kann die Miller-Kapazität natürlich höchstens bis zur Betriebsspannung aufgeladen werden, denn eine höhere Spannung steht ja in Wirklichkeit nicht zur Verfügung. Die Schaltung verhält sich also wie ein normales RC-Glied, dessen Kondensator nur bis zu dem Spannungswert aufgeladen wird, der der angelegten Ladespannung, dividiert durch die Verstärkung der Röhre, entspricht. Wir haben also einen Extremfall des Effektes der unvollständigen Aufladung vor uns, den wir bereits in Abschnitt 3

kurz kennen lernten, und der um so besser zur Linearisierung des Anstiegs einer Kippspannung geeignet ist, je kleiner die maximale Ladespannung des Kondensators im Vergleich zur angelegten Betriebsspannung ist. Gute Pentoden haben bei richtiger Bemessung eine Verstärkung von mindestens 100. Demnach wird nur der hundertste Teil der Ladekurve ausgenützt, und dieses Stück ist praktisch linear. Da jedoch in Wirklichkeit eine Aufladung des Kondensators fast bis zum Wert der Betriebsspannung erfolgt, erscheint der Spannungsanstieg am Kondensator in entsprechend großer Amplitude. Der Vollständigkeit halber sei auf (Gl. 24) verwiesen, die zeigt, daß die angeschlossene Ladespannung tatsächlich um den Wert der Verstärkung der Röhre vergrößert erscheint und daß sich auch die Zeitkonstante des RC-Gliedes um den Faktor, der der Verstärkung entspricht, vergrößert. Das kommt in (Gl. 24) und auch in (Gl. 25) deutlich zum Ausdruck.

Dieses Miller-Prinzip erlaubt tatsächlich die Herstellung von Sägezahnspannungen extrem hoher Linearität mit relativ einfachen Mitteln. Ein weiterer Vorteil ist in der elektronisch vergrößerten Zeitkonstante zu sehen; sehr große Zeitkonstanten lassen sich normalerweise nur mit unhandlich großen Kondensatoren verwirklichen, die meistens schlechte Isolationswiderstände und eine nicht unerhebliche Kapazität gegen Masse haben, was insbesondere bei hohen Frequenzen stören kann. Bei Anwendung des Miller-Effektes kann man jedoch die Kapazität um den Verstärkungsfaktor der Röhre kleiner wählen, kommt also bei gleicher Zeitkonstante mit wesentlich handlicheren Kondensatoren aus. Diese Tatsachen haben dem Miller-Effekt eine sehr große praktische Bedeutung verschafft.

Wir wollen nun die Schaltung Abb. 63 näher betrachten; es handelt sich um die schon aus Abb. 58 bekannte Transitron-Schaltung, kombiniert mit dem Miller-Effekt. Wir gehen wieder davon aus, daß zunächst der Anodenstrom gesperrt sei, so daß an Punkt 1 die volle Betriebsspannung liegt. Nun erhält jedoch das Gitter über P einen Teil der Betriebsspannung zugeführt, so daß sich bald ein wenn auch kleiner Anodenstrom einstellt. Dadurch wird Punkt 1 etwas negativer, und dieser Abfall überträgt sich über C_{ga} auf das Gitter. Diese Spannung wirkt der über P zugeführten positiven Spannung entgegen und bremst gewissermaßen den Anodenstrom ab. Dann

kommt neuerlich die positive Vorspannung zur Auswirkung, der Anodenstrom vergrößert sich wiederum um einen kleinen Betrag, und es erfolgt eine neuerliche „Abbremsung". Trotzdem wird im Endeffekt der Anodenstrom zunehmen, allerdings wegen der dauernden Abbremsung viel langsamer als ohne Anwesenheit der Miller-Kapazität. Diese langsame Abnahme bedeutet eine entsprechend hohe Zeitkonstante, so daß man den Miller-Effekt auch mit Hilfe der vorstehenden Erläuterung verstehen kann. Das „Abbremsen" des Anodenstromes erfolgt natürlich in unendlich kleinen Zeitabschnitten, so daß die Anodenspannung absolut stetig abfällt. Der Kondensator C_{ga} erhält einen fast konstanten Ladestrom, da die Ladespannung, wie gezeigt wurde, stets groß gegenüber dem höchsten Spannungswert ist, auf den der Kondensator tatsächlich aufgeladen wird.

Sinkt die Anodenspannung schließlich unter die Schirmgitterspannung, so tritt wie in Abb. 58 Stromübernahme zum Schirmgitter ein. Am Schirmgitter entsteht wegen des Spannungsabfalles an R durch den einsetzenden Schirmgitterstrom ein negativer Impuls, der über C auf das Bremsgitter gelangt und dadurch den Anodenstrom sehr schnell gänzlich sperrt. Nun springt die Anodenspannung wieder in die Höhe, und es beginnt ein neuer, langsamer Abfall der Anodenspannung nach Maßgabe des Miller-Effektes, denn es setzt erneut Stromübernahme in umgekehrter Richtung ein; der Schirmgitterstrom verschwindet, am Schirmgitter entsteht ein positiver Impuls, der über C das Bremsgitter positiv macht und so den Anodenstrom freigibt, der jedoch wegen des Miller-Effektes nur langsam einsetzt.

Eine Synchronisierung der frei schwingenden Kippschaltung ist beispielsweise durch Einfügung von Synchronisierimpulsen in den Bremsgitterkreis möglich. Sie müssen positiv gerichtet sein. Im Bremsgitterkreis liegen noch einige weitere Schaltelemente, deren Bedeutung wir bei der Besprechung der Oszillogramme behandeln wollen. Die Folgefrequenz ist, wie ausführlich gezeigt wurde, vor allen durch die Zeitkonstante im Gitterkreis und natürlich auch durch die Betriebsdaten der Röhre (Spannungsverhältnisse bei der Stromübernahme) bestimmt.

Wir wollen nun an Hand der Oszillogramme Abb. 64—69

(Tafel V) die einzelnen Vorgänge genau verfolgen. Abb. 64/T V zeigt zunächst den Verlauf der Spannung an der Anode der Röhre, Punkt 1 in Abb. 63. Während des Rücklaufes springt die Anodenspannung, wie schon erwähnt, bis annähernd auf den Wert der Betriebsspannung. Sie fällt dann zunächst nach Maßgabe der einfachen Zeitkonstante $C_{ga}R_g$ ein kurzes Stück steil ab, weil der Miller-Effekt wegen des noch stark negativen Bremsgitters nicht sofort auftreten kann. Erst nach neuerlicher Stromübernahme zur Anode, wenn also die Bremsgitterspannung positiv wird, macht sich der Miller-Effekt bemerkbar, und es erfolgt der beschriebene zeitlineare Abfall. Sinkt nun die Anodenspannung unter die Schirmgitterspannung, so erfolgt Stromübernahme zum Schirmgitter, die Anodenspannung springt hoch, kurz darauf erfolgt Stromübernahme zur Anode, und der neue zeitlineare Miller-Abfall beginnt. Der steile Zipfel im oberen Teil des Oszillogramms, der sogenannte Startsprung (verursacht durch eine anfängliche kurzzeitige Sperrung der Röhre wie beschrieben) ist typisch für Schaltungen dieser Art, ebenso die im Gegensatz zu den üblichen Kippspannungsgeneratoren abfallende Hinlaufspannung. Je größer die Verstärkung der Röhre ist (je größer man also deren Steilheit und deren Außenwiderstand macht), um so besser ist im allgemeinen die Linearität, da dann das Verhältnis zwischen maximaler Betriebsspannung und effektiver Aufladespannung entsprechend groß wird.

Abb. 65/T V zeigt den Verlauf der Schirmgitterspannung am Punkt 3. Im Augenblick der Stromübernahme von der Anode zum Schirmgitter sinkt die Schirmgitterspannung sprunghaft sehr weit ab. Sie verharrt auf diesem Wert (von einem geringfügigen Anstieg abgesehen, der mit der Beeinflussung des Steuergitters während des Rücklaufes zusammenhängt), bis neuerlich Stromübernahme zur Anode einsetzt, so daß die Schirmgitterspannung infolge des fast verschwindenden Schirmgitterstromes steil hochspringt. Nun erfolgt der schon beschriebene Miller-Abfall, der sich im Schirmgitterkreis durch einen allmählichen Anstieg des Schirmgitterstromes bzw. einen langsamen Abfall der Schirmgitterspannung bemerkbar macht. Die Unstetigkeiten im Verlauf hängen mit dem Verhältnis der verschiedenen Zeitkonstanten und mit Kennlinien-Unstetigkeiten zusammen. Nach Ende des Hinlaufes erfolgt neuerliche Stromübernahme.

Abb. 66/T V zeigt die Spannungsverhältnisse am Bremsgitter, Punkt 2 in Abb. 63. Die Bremsgitterspannung folgt im wesentlichen der Schirmgitterspannung infolge der Kopplung über C, durch die Koppel-Zeitkonstante etwas verändert. Man erkennt jedoch deutlich die beiden Vorgänge der Stromübernahme bzw. den negativen und positiven Bremsgitterimpuls. Die Bremsgitterspannung kann man sehr gut zur Erzeugung eines exakten negativen Impulses verwenden, wofür in Abb. 63 die Schaltglieder R_1, R_2, C_1, D und D_1 vorgesehen sind. Es handelt sich im wesentlichen um Abschneidedioden mit den zugehörigen Gliedern (s. S. 126), mit deren Hilfe der positive Teil des Bremsgitterimpulses (Abb. 66/T V) entfernt wird, so daß nur ein negativer Impuls verbleibt, der die beiden Stromübernahme-Gebiete umfaßt. Mit diesem Impuls kann man beispielsweise eine Kathodenstrahlröhre dunkel steuern oder sonstige Schaltvorgänge daraus ableiten.

Abb. 68/T V zeigt den Verlauf der Steuergitterspannung (Punkt 4 in Abb. 63). Man sieht, wie die Steuergitterspannung im Augenblick der Stromübernahme von der Anode zum Schirmgitter infolge des steilen Anstiegs der Anodenspannung plötzlich hochspringt und annähernd auf diesem Niveau so lange verbleibt, bis wieder Stromübernahme vom Schirmgitter zur Anode einsetzt. Der dann durch den „Startsprung" gegebene plötzliche Abfall der Anodenspannung macht das Steuergitter stark negativ. Anschließend erfolgt der Miller-Abfall, der sich am Steuergitter durch einen allmählichen Anstieg der Spannung in positiver Richtung auswirkt.

Nachdem wir die Verhältnisse während des zeitlinearen Hinlaufes ausführlich erörtert haben, müssen wir uns noch etwas mit dem Rücklauf befassen. Während des Rücklaufes ist, wie Abb. 68/T V zeigte, das Steuergitter stark positiv. Die Kapazität C_{ga} entlädt sich dann über R_a und den nun sehr kleinen Widerstand der Gitter-Kathodenstrecke (der UKW-Schutzwiderstand addiert sich dazu, er sollte also möglichst klein sein). Bei gegebenem Wert von C_{ga} bestimmt daher vorzugsweise R_a die Entlade-Zeitkonstante und damit die Dauer des Rücklaufes. Soll dieser möglichst kurz sein, so muß R_a klein gemacht werden. Dadurch wird natürlich die Größe der Kippamplitude vermindert, so daß gewisse Kompromisse unumgänglich sind. Als Nachteil ist ähnlich wie beim einfachen Transitron

die Tatsache zu betrachten, daß die absolute Rücklaufdauer bei festen Werten von C_{ga} und R_a konstant bleibt. Erhöhen wir daher die Kippfrequenz durch Regeln an P in Richtung positiver Werte (dadurch wird die Umladung von C_{ga} während des Miller-Abfalles beschleunigt), so wird die gesamte Kipperiode kürzer, und die prozentuale Rücklaufdauer im Hinblick auf die sich verkürzende Hinlaufzeit größer. Das zeigt beispielsweise das Oszillogramm Abb. 69/T V; hier wurde bei sonst gleichen Daten die Hinlaufdauer durch Regeln von P verkürzt; der Rücklauf umfaßt nun einen nicht unbeträchtlichen Teil der gesamten Kipperiode. Häufig ist das unerwünscht, gelegentlich aber auch nicht, da diese Verhältnisse eine Dehnung der Vorgänge im Hinlauf bedeuten, was z. B. in der Kathodenstrahl-Oszillographie häufig begrüßt wird. Legt man jedoch auf eine kleine prozentuale Rücklaufdauer Wert, so muß man die Kapazität C_{ga} möglichst feinstufig umschalten und den Regelbereich der Gittervorspannung so klein wie möglich halten. Dann ist natürlich auch der für eine bestimmte Kapazität mögliche kontinuierliche Regelbereich der Folgefrequenz entsprechend gering. Ohne Kompromisse geht es meistens nicht.

Ähnlich wie schon beim Multivibrator besprochen, kann man die für den Rücklauf maßgebende Zeitkonstante R_aC_{ga} durch Zwischenschalten eines Kathodenverstärkers, etwa nach Abb. 70, reduzieren. Die Anodenspannung der Miller-Transitron-Röhre V wird über eine Koppelkapazität C_k dem Gitter der Kathodenverstärkerröhre V_1 zugeführt. Deren dynamische Eingangsimpedanz ist sehr hoch, so daß R_a durch C_k bzw. den Eingang des Kathodenverstärkers praktisch nicht belastet wird. Der kleine Ausgangswiderstand des Kathodenverstärkers (Abgriff an R_k) kann nun die Miller-Kapazität C_{ga}, die jetzt zwischen der Kathode von V_1 und dem Steuergitter von V

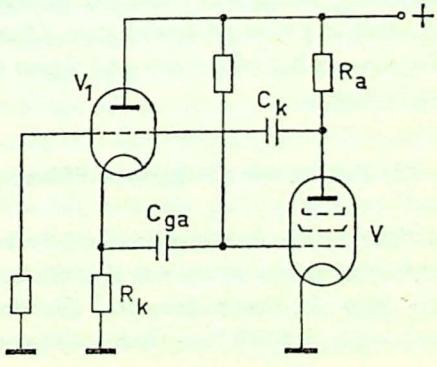


Abb. 70. Miller-Integrator mit Kopplung über Kathodenfolger

liegt, sehr schnell aufladen, so daß der Rücklauf dementsprechend kurz ist. Die in Abb. 70 angedeutete Maßnahme wird gerne in hochwertigen Oszillographen benützt, die auch noch bei sehr hohen Kippfrequenzen eine geringe prozentuale Rücklaufdauer der Kippschwingung aufweisen sollen. Ferner wird durch eine solche Maßnahme natürlich auch die Grenze des Kippfrequenzbereiches ganz allgemein nach oben verschoben, weil der Anteil der Rücklaufzeit an der Gesamtperiode entsprechend gering ausfällt.

Die vorstehenden Ausführungen dürften gezeigt haben, worauf es bei der Bemessung dieser Schaltungen vor allem ankommt, und welche Vorgänge sich im einzelnen während der Kipperiode abspielen [1—3, 5—8, 10—13, 16, 18—21, 23, 24, 29, 35, 37, 41, 49, 53, 57, 58, 61, 73, 78, 79, 81, 85, 90, 93, 96].

II. Unselbständige (getriggerte) Impulsgeneratoren

Die unselbständigen Impulsgeneratoren sind im Verlauf des letzten Jahrzehntes wichtiger als die selbständig schwingenden Schaltungen geworden. Insbesondere tritt die Bedeutung der monostabilen Multivibratoren, des Schmitt-Triggers usw. mehr und mehr in den Vordergrund. Diese Schaltungen haben in der allgemeinen Elektronik, der Technik elektronischer Rechenmaschinen, der Oszillographentechnik usw. große Bedeutung erlangt. Wir müssen daher die unselbständigen Schaltungen recht gründlich besprechen. Dabei beginnen wir mit der einfachsten Urform der getriggerten Röhrenschaltung, behandeln dann die monostabilen und bistabilen Multivibratoren, gehen schließlich zum Schmitt-Trigger über und beschließen unsere Betrachtungen und damit dieses Kapitel mit der Phantastrongruppe.

1. Die Urform der getriggerten Röhrenschaltung

Wir verwenden die einfache Schaltung nach Abb. 71. Im Anodenkreis der Röhre V, die wir der Einfachheit halber als Triode schalten, liegt ein Kondensator C_1, der über R und R_1 auf eine positive Spannung aufgeladen werden kann, solange V sperrt. Diese Sper-

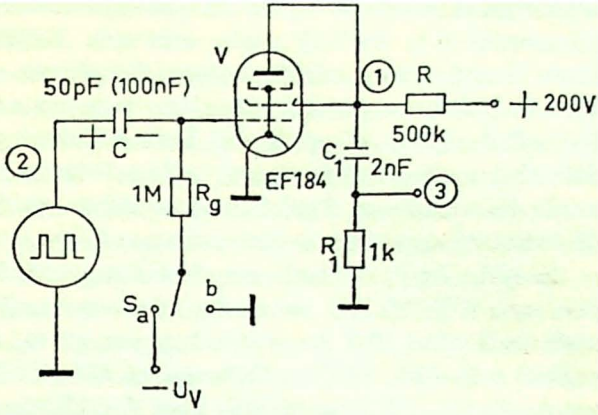


Abb. 71. Unselbständige Versuchs-Kippschaltung

rung kann durch verschiedene Maßnahmen hervorgerufen werden. Am einfachsten ist das Anlegen einer entsprechend hohen Vorspannung $-U_V$ an das untere Ende des Gitterwiderstandes R_g (Stellung a das Schalters S). Die Röhre ist dann unabhängig von einer eventuell vorhandenen Steuerspannung ständig verriegelt, so daß sich C_1 schließlich auf den Wert der Betriebsspannung auflädt und dabei verharrt. Man kann aber auch den Gitterwiderstand an Masse legen (Schalterstellung b von S), so daß die Röhre ständig Anodenstrom führt, der durch R begrenzt wird. Von diesem Fall gehen wir zunächst aus und denken uns jetzt über den Kondensator C positiv gerichtete Steuerimpulse an das Gitter von V gelegt. Die Steuerimpulse haben ein Aussehen nach Abb. 72/T V bzw. 73/T V; die Impulse nach Abb. 72/T V sind wesentlich kürzer als die in Abb. 73/T V. Es handelt sich um Rechteckimpulse, deren Form zwar nicht ideal ist, was bei den Versuchen jedoch keine Rolle spielt. Ihre Amplitude ist so groß, daß sie weit in das Gitterstromgebiet hineinsteuert. Die Folge davon ist ein Auftreten von Gitterstrom, der den Kondensator mit der eingetragenen Polarität auflädt. Nach dem Ende des Impulses klingt die Ladung von C über R_g langsam ab. Die Zeitkonstante CR_g soll sehr groß gegenüber der reziproken Folgefrequenz der steuernden Impulse sein, so daß die Vorspannung während der Impulspause praktisch erhalten bleibt. Dann ist die Röhre gesperrt, und C_1 kann sich über R und R_1 bis zum Eintreffen des nächsten Impulses aufladen. Den Spannungs-

verlauf an C_1 unter den geschilderten Verhältnissen zeigt das Oszillogramm Abb. 74/T V. Wir erkennen bereits einen wesentlichen Vorteil dieser unselbständigen Schaltung: die Zeitkonstante RC_1 ist nämlich unabhängig vom Gitterkreis frei wählbar, so daß wir die Aufladung von C_1 groß (bei kleiner Zeitkonstante), aber auch klein (bei großer Zeitkonstante) wählen können. In Abb. 74/T V wurde die Aufladung ziemlich weit getrieben, so daß die Kippkurve die bekannte exponentielle Krümmung aufweist.

In Abb. 74/T V wurde zur Steuerung von V ein kurzer Impuls nach Abb. 72/T V verwendet. Machen wir den Impuls länger, etwa nach Abb. 73/T V, so erhalten wir an C_1 einen Spannungsverlauf nach Abb. 75/T V. Während in Abb. 74/T V der Rücklauf extrem kurz war (C_1 konnte sich über den kleinen Innenwiderstand von V und R_1 schnell entladen, anschließend wurde die Röhre sofort gesperrt), ist das in Abb. 75/T V nicht mehr der Fall. Zwar setzt zunächst der Rücklauf ebenfalls steil ein; die Röhre bleibt jedoch wegen des langen Impulses längere Zeit geöffnet, so daß die Spannung an C_1 nicht gleich wieder ansteigen kann. Die Zeitdauer des gesamten Rücklaufes wird hier also gewissermaßen durch die Breite des Steuerimpulses festgelegt. Der Steuerimpuls soll deshalb nicht breiter sein, als es der Zeit entspricht, die C_1 zur Entladung benötigt.

Abb. 76/T V zeigt den Verlauf der Spannung an C_1 für den Fall, daß bei gleichgebliebener Zeitkonstante R_gC und bei einem kurzen Steuerimpuls die Zeitkonstante RC_1 verkleinert wird. Der Kondensator lädt sich jetzt innerhalb einer Steuerperiode schneller auf, so daß die exponentielle Krümmung wesentlich deutlicher zum Ausdruck kommt. Die Spannung hat etwa nach einer halben Steuerperiode schon nahezu den Endwert erreicht. Erst dann erfolgt die nächste Entladung. Würde man RC_1 wesentlich erhöhen, so würde die Amplitude an C_1 bei gleichzeitiger Linearisierung des Sägezahns stark abfallen.

Wir wollen nun untersuchen, wie sich die Schaltung bei Anlagen einer fremden Vorspannung $-U_v$ verhält (Schalter S in Stellung a). Machen wir die Vorspannung so klein, daß die Röhre ohne Steuerung am Gitter leitet, so ergibt sich ein Oszillogramm etwa nach Abb. 77/T V. Zunächst entlädt sich C_1 sehr schnell, um dann (bei entsprechend kleiner Zeitkonstante C_1R) so lange aufgeladen

zu werden, bis die Verriegelung der Röhre durch die negative Aufladung von C fortfällt. Das tritt wegen der hier gewählten relativ kleinen Zeitkonstante CR_g schon bald ein. Die Röhre beginnt nun zu leiten, und C_1 verliert einen Teil seiner Ladung, weil sich der Kondensator über den Innenwiderstand von V entladen kann. Der Entladestrom ist größer als der über R zugeführte Ladestrom, so daß die Spannung abfällt. Dann setzt neuerlich der Steuerimpuls ein. Würden wir die Vorspannung U_v so weit vergrößern, daß die Röhre auch nach dem Abklingen des Steuerimpulses gesperrt bliebe, so würde bei den gleichen Verhältnissen in Abb. 77/T V ein horizontaler Verlauf der Spannung an C_1 nach erfolgter vollständiger Ladung auftreten. Bei Vergrößerung von RC_1 ginge das Oszillogramm über Abb. 76/T V in Abb. 74/T V über. Wir sehen, daß wir mit einer solchen unselbständigen Kippschaltung ganz nach Wahl der verschiedenen Zeitkonstanten und Vorspannungen nahezu beliebige Kurvenformen erzeugen können.

Abb. 78/T V zeigt das Oszillogramm am Anschluß 3 von Abb. 71. In Reihe mit C_1 liegt ein im Verhältnis zu R sehr kleiner Widerstand R_1, den wir bisher vernachlässigt haben. Dieser Widerstand wird vom Lade- und Entladestrom des Kondensators C_1 durchflossen. Der geringfügige Ladestrom kommt in Abb. 78/T V praktisch nur durch eine schwache Steigung des fast horizontalen Oszillogrammteils zum Ausdruck. Der Entladestrom dagegen ist wegen des kleinen Innenwiderstandes von V sehr beträchtlich; er verursacht einen steilen Abfall der Spannung an R_1; anschließend steigt die Spannung wesentlich langsamer bis zum Nullpotential an, was dem allmählich abfallenden Entladestrom mit zunehmender Entladung von C_1 entspricht. Impulse dieser Art mit steilem Anstieg und langsamem Abfall werden in der Praxis sehr häufig benötigt, so daß die Schaltung auch in dieser Hinsicht vielseitig verwendbar ist. Abschließend sei erwähnt, daß die hier beschriebene unselbständige Steuerung der Entladung „Triggern" genannt wird.

Obwohl die Schaltung Abb. 71 mit leistungsfähigen Röhren recht brauchbare Ergebnisse liefert, wird sie in der Praxis selten verwendet; man arbeitet lieber mit Schaltungen, die an irgendeiner Stelle einen Rückkopplungsweg enthalten. Dadurch erzielt man noch bessere Ergebnisse.

2. Die monostabile Thyratronschaltung

Unter Verwendung eines Thyratrons kann man bereits eine monostabile Kippschaltung aufbauen. Obwohl sie keinen Rückkopplungszweig enthält, liefert sie doch bessere Ergebnisse als die vorhin besprochene Hochvakuumröhren-Schaltung, weil die Steuerung vom

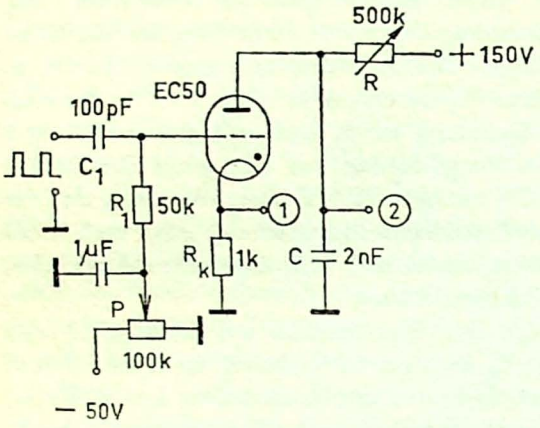


Abb. 79. Monostabile Thyratronschaltung

nichtleitenden in den leitenden Zustand infolge des eigentümlichen Verhaltens der Gasfüllung sehr schnell und wirkungsvoll vor sich geht. Abb. 79 zeigt die Anordnung. Das Steuergitter des Thyratrons wird über R_1 und P so weit negativ vorgespannt, daß bei der angelegten Anodenspannung ein Zünden nicht erfolgen kann. Erhält das Gitter über C_1 positive Steuerimpulse in solcher Größe zugeführt, daß die Zündung eintritt, so sinkt der Innenwiderstand des Thyratrons sehr schnell auf außerordentlich kleine Werte. Der Kondensator C, der sich vorher über R aufladen konnte, entlädt sich nun sehr schnell über den Innenwiderstand. Ist die Spannung unter die Löschspannung des Thyratrons gesunken, so reißt die Entladung ab und wird erst durch den nächsten Steuerimpuls über C_1 ausgelöst. Die Breite des Steuerimpulses ist in dieser Schaltung unwesentlich, da zum Auslösen der Entladung schon die Anstiegflanke des Impulses genügt. Man kann daher die Zeitkonstante C_1R_1 so klein wählen, daß die Rückfront des Impulses unwirksam bleibt; der Impuls wird stark differenziert.

Die Oszillogramme Abb. 80—82 (Tafel V) sollen zeigen, was diese Schaltung leistet. In Abb. 80/T V sehen wir den Verlauf der Spannung an C (Punkt 2), wenn RC in der Größenordnung der Periode der Steuerimpulse liegt. Es ergibt sich nach dem außerordentlich kurzen Rücklauf (bedingt durch den extrem kleinen Innenwiderstand des gezündeten Thyratrons) der bekannte exponentielle Anstieg der Ladespannung. Machen wir RC wesentlich kleiner als die Periode der Steuerimpulse, so erhalten wir das Oszillogramm nach Abb. 81/T V. Der Kondensator C wird sehr schnell aufgeladen, es entsteht praktisch nur noch ein negativer Impuls mit steiler Anstiegsfront und exponentiell verlaufendem Abfall. Interessant ist weiterhin der Impuls am Kathodenwiderstand R_k (Punkt 1 in Abb. 79), wie das Oszillogramm Abb. 82/T V zeigt. Der im Augenblick des Impulses wirksame Gesamtwiderstand an der Kathode des Thyratrons ist sehr gering; beim Oszillogramm Abb. 82/T V wurde der Kathodenwiderstand z. B. mit einer Kapazität von 20 nF belastet. Trotzdem ergibt sich ein noch sehr kurzer und steiler Impuls an R_k. Die Schaltung eignet sich daher bestens für die Erzeugung kurzer Impulse hoher Leistung. Die Polarität des Impulses ist am Anschluß 1 auf Grund der Richtung des Entladestromes positiv.

Abb. 83/T V soll noch zeigen, was sich für Vorgänge abspielen, wenn man dem Gitter des Thyratrons eine exakte Rechteckspannung aufprägt. Hat sie eine entsprechende Amplitude, so ist die Zündspannung während der positiven Rechteck-Halbwelle wesentlich erniedrigt. In der zugehörigen Zeit können sich freie Kippschwingungen ausbilden, wie Abb. 83/T V deutlich zeigt. Folgt dann die negative Halbwelle, so kann die Röhre nicht mehr zünden, weil ihre Zündspannung jetzt sehr hoch liegt. Der Kondensator C lädt sich weiter auf und verharrt auf seiner Maximalspannung so lange, bis die nächste positive Halbwelle der steuernden Rechteckspannung die Zündspannung wiederum erniedrigt. Dann setzen neuerdings Kippschwingungen ein. Abb. 83/T V zeigt z. B. deutlich die linearisierende Wirkung der unvollständigen Aufladung. Die Kippspannung kleiner Amplitude verläuft relativ linear. Erst nach dem sprunghaften Erhöhen der Zündspannung kommt der exponentielle Charakter deutlich zum Ausdruck.

Das Thyratron eignet sich, wenn die Ansprüche an den Frequenzbereich nicht allzu groß sind, sehr gut als monostabiler Vibrator. Allerdings lassen sich damit keine Rechtecksprünge erzeugen, weil die Impulsflanken nur durch das Zünden und Löschen des Thyratrons gegeben sind. Man erzielt zwar steile Anstiegflanken, die abfallenden Flanken werden jedoch, wie Abb. 81/T V zeigt, stets relativ flach verlaufen. Zur Erzeugung exakter Rechteckimpulse muß man daher zu monostabilen Multivibratoren mit Röhren greifen.

3. Monostabile Multivibratoren (Univibratoren)

Monostabile Multivibratoren mit Hochvakuumröhren, die man auch Monovibratoren oder Univibratoren nennt, haben in der modernen Impulstechnik zahlreiche Anwendungsgebiete gefunden. Sie dienen vor allem als Impulsformer, aber auch als Impulsverzögerer. Im ersten Fall nutzt man die Tatsache aus, daß man einen Univibrator auch mit einem relativ schlecht geformten Impuls auslösen kann. Er liefert dann eine steile Flanke, die fast ebenso steile Rückflanke erzeugt der Univibrator infolge eines Rückkopplungsvorganges von selbst. Noch dazu ist die Länge des Impulses weitgehend beeinflußbar. Diese Tatsache macht den Univibrator zur Herstellung verzögerter Impulse geeignet, indem man aus der um die Impulsbreite verspäteten Rückflanke einen neuen Impuls ableitet (Gl. 26—27).

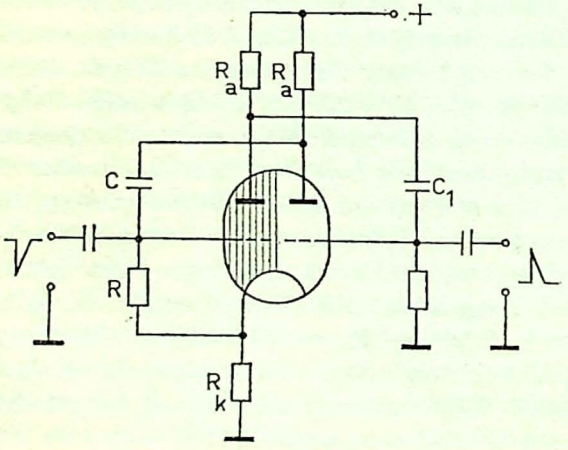


Abb. 84. Univibrator mit zwei Koppelkapazitäten und Kathodenvorspannung

Grundsätzlich kann jede Multivibratorschaltung zu einem Univibrator werden, wenn man dafür sorgt, daß die Schaltung einen stabilen und einen „metastabilen" Zustand aufweist. So zeigt Abb. 84 einen anodengekoppelten Multivibrator mit dem Kathodenwiderstand R_k. Das Gitter des linken Systems liegt über den Gitterwiderstand an der Kathode, das Gitter des rechten Systems dagegen über den zugehörigen Gitterwiderstand an Masse. Folglich führt das linke System im Ruhezustand stets vollen Strom, der im wesentlichen nur durch R_k und R_a begrenzt ist. Der an R_k auftretende Spannungsabfall genügt, um das rechte System gänzlich zu sperren. Gibt man nun entweder auf das Gitter des linken Systems einen negativen oder auf das Gitter des rechten Systems einen positiven Impuls, so kippt die Schaltung um, weil nunmehr der vom astabilen Multivibrator her bekannte Rückkopplungsmechanismus wirksam wird. Dieser Zustand ist jedoch nur metastabil[1]); er dauert so lange, bis sich C über R so weit entladen hat, daß das linke System wieder Strom führen kann; nunmehr gelangt ein negativer Impuls von R_a über C_1 zum Gitter des rechten Systems, und dieses wird stromlos, bis wieder ein neuer Impuls eintrifft, denn das System bleibt wegen des Abfalles an R_k dauernd verriegelt.

Ebensogut könnte man auch einen kathodengekoppelten astabilen Multivibrator in einen Univibrator verwandeln. Schaltungen dieser Art sind jedoch weniger gebräuchlich. Es sei nur erwähnt, daß man auch ein Transitron oder einen Sperrschwinger in einen monostabilen Multivibrator verwandeln kann, wenn man dafür sorgt, daß infolge einer geeigneten Vorspannung selbsttätiges Kippen vermieden wird.

Abb. 85 zeigt eine sehr gebräuchliche Schaltung, die lediglich mit einem Kondensator C auskommt. Der andere Rückkopplungszweig verläuft hier über einen Spannungsteiler RR_1, wobei C_1 erforderlich ist, um die steilen Spannungssprünge von R_{a1} auf das Gitter von V_2 zu übertragen. In nichtgesteuertem Zustand führt die linke Röhre V_1 ständig Strom, weil ihr Gitter über R_2 an der Kathode liegt. Der Strom ruft an R_k (überbrückt mit C_k) einen so hohen Spannungsabfall hervor, daß dadurch über R_1 die Röhre V_2

[1]) soviel wie „zwischenstabil" (vorübergehend stabil).

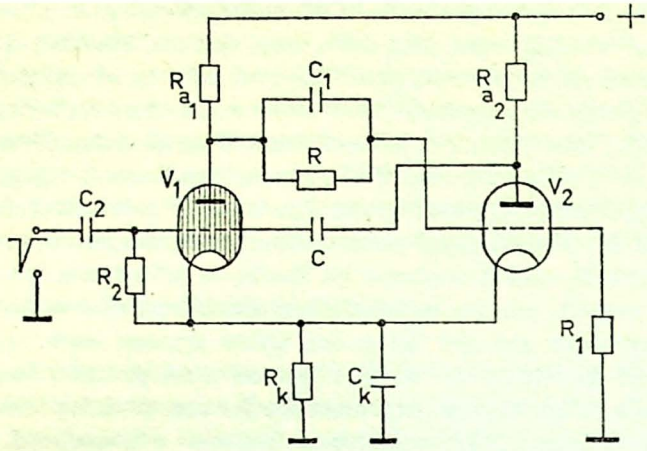


Abb. 85. Univibrator mit einer Koppelkapazität und Spannungsteiler

gesperrt wird. Der Spannungsteiler RR_1 muß also so bemessen sein, daß die Sperrspannung der Röhre mit Sicherheit erreicht bzw. überschritten werden kann. Triggert man nun das linke System mit negativen Impulsen ausreichender Amplitude, so entsteht an R_{a1} ein positiver Impuls, der über RC_1 zum Gitter von V_2 gelangt und einen

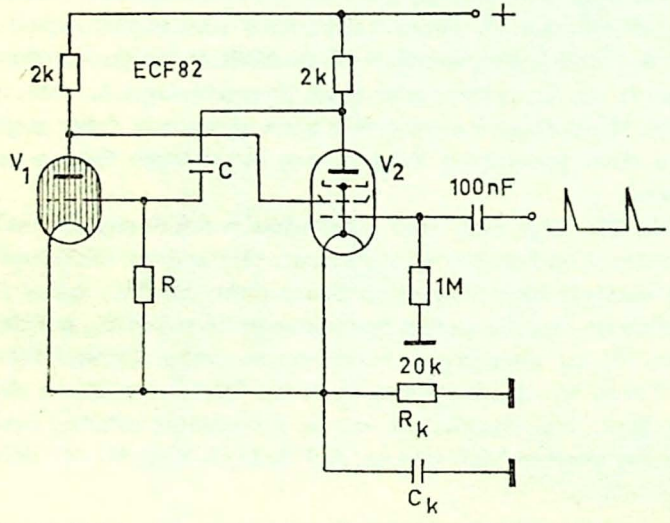


Abb. 86. Univibrator mit einer Koppelkapazität und Schirmgitterkopplung

Anodenstromstoß in R_{a1} hervorruft. Der dadurch entstehende negative Impuls überträgt sich über C auf das Gitter von V_1 und verringert deren Anodenstrom noch weiter, so daß das Gitter von V_2 noch mehr positiv wird. Schließlich ist V_2 gänzlich entriegelt, V_1 gesperrt. Dieser Zustand dauert so lange, bis sich C über R_2 so weit entladen hat, daß V_1 wieder Strom zu führen beginnt. Nunmehr wird sehr schnell V_2 über R durch den negativen Impuls an R_{a1} verriegelt, und der Ausgangszustand ist wiederhergestellt. Die Schaltung „wartet" jetzt auf den nächsten Triggerimpuls. R_k ist an den dynamischen Vorgängen nicht beteiligt, wenn C_k groß genug gewählt wird.

Eine weitere Variante zeigt Abb. 86. Auch diese Schaltung arbeitet mit einem kapazitiv überbrückten Kathodenwiderstand R_k. Der erste Weg führt von der Anode von V_2 zum Gitter von V_1 über C, der zweite Rückkopplungsweg von der Anode V_1 in Form einer galvanischen Verbindung zum Schirmgitter von V_2. Im Ruhezustand ist das linke System ständig leitend, weil das Gitter über R an der Kathode liegt. Das rechte System ist wegen des Spannungsabfalles an R_k gesperrt. Triggert man die Schaltung am Gitter des rechten Systems mit positiven Impulsen, so sinkt die Anodenspannung von V_2, der Abfall gelangt über C auf das Gitter von V_1, die Anodenspannung springt hoch und macht damit auch das Schirmgitter von V_2 positiver, so daß diese Röhre schnell leitend, V_1 dagegen nichtleitend wird. Auch dieser Zustand ist metastabil; seine Dauer ist durch die Zeitkonstante RC bestimmt; sobald die Umladung von C weit genug fortgeschritten ist, führt V_1 wieder Strom, das Schirmgitter von V_2 wird negativer, desgleichen das Steuergitter, und die Schaltung kippt wieder in den alten Zustand zurück.

Es gibt noch zahlreiche Abarten von Univibratoren, die jedoch kaum noch etwas Neues bringen. Wir wollen daher an Hand von Abb. 87 eine Schaltung oszillographisch näher untersuchen. Der Univibrator besteht aus den Röhren V_1 und V_2; V_3 denken wir uns zunächst fort, was möglich ist, wenn der Schalter S_1 in der Stellung a steht. Das Potentiometer P, das über R_8 und R_3 an der Betriebsspannung liegt, ist so eingestellt, daß die Röhre V_1 im nichtgesteuerten Zustand dauernd leitet. Dann ist der Spannungsabfall an R_k so groß, daß V_2 über S_1 und den Spannungsteiler R_4R dauernd gesperrt ist.

Dieser Zustand ist stabil. Wird nun das Gitter von V_1 mit negativen Impulsen getriggert, so erfolgt an der Anode von V_1 in Punkt 3 ein positiver Spannungsstoß, der über C und S_1 zum Gitter von V_2 gelangt und diese Röhre entriegelt. Dadurch wird der Abfall an R_k so groß, daß V_1 gesperrt wird. Dieser Zustand ist wieder metastabil und dauert an, bis sich C über R so weit entladen hat, daß die Vorspannung von V_2 negativ genug wird, um zur Sperrung dieser Röhre auszureichen. Dann kippt die Schaltung neuerlich um, der Abfall an R_k geht so weit zurück, daß V_1 zu leiten beginnt und am Punkt 3 einen negativen Stoß erzeugt, der über C und S_1 die Röhre V_2 vollständig verriegelt. Nach dem Abklingen des Umladevorganges ist die Schaltung wieder betriebsbereit, wenn ein neuer Triggerimpuls eintrifft. Die Zeitdauer des metastabilen Zustandes ist vor allem durch die Zeitkonstante CR (etwas auch durch R_4) bestimmt.

An Hand der Oszillogramme Abb. 88—104 (Tafel V und VI) wollen wir nun die Schaltung in ihrer Arbeitsweise bei verschiedenen Zuständen sehr gründlich verfolgen, weil sie, wie schon gesagt, von erheblicher praktischer Bedeutung ist. Abb. 88/T V zeigt zunächst das Oszillogramm in Punkt 1 von Abb. 87, also am Gitter von V_2. Der negative Triggerimpuls am Gitter von V_1 bewirkt über C den schon besprochenen positiven Anstieg, der jedoch in V_2 kaum Gitterstrom auslöst, weil die Spannung am nichtblockierten Kathodenwiderstand R_k sofort hochspringt (s. Abb. 91/T VI). Nunmehr setzt die Entladung von C über R ein, und die Gitterspannung wird immer negativer, bis ein neuerliches Umkippen erfolgt, das zur Sperrung von V_2 führt. Durch die differenzierende Wirkung von CR wird das Gitter von V_2 sehr negativ, der Kondensator wird also umgeladen, und strebt nun langsam nach Maßgabe der Zeitkonstante CR wieder dem Ausgangsniveau zu. Dann setzt erneut der Triggerimpuls ein. Abb. 89/T VI zeigt den Verlauf der Spannung am Punkt 2 in Abb. 87, also an der Anode von V_2. Die Spannung wird sprunghaft negativer, der nach dem Sprung zu sehende kleine Zipfel deutet darauf hin, daß ganz kurzzeitig Gitterstrom in V_2 aufgetreten ist. Dieser Gitterstrom verschwindet jedoch sofort, so daß die Spannung der jetzt leitenden Röhre V_2 annähernd konstant bleibt (die Röhre war nicht vollständig verriegelt, und man erkennt, daß die Anodenspannung mit abnehmender Gitterspannung ein we-

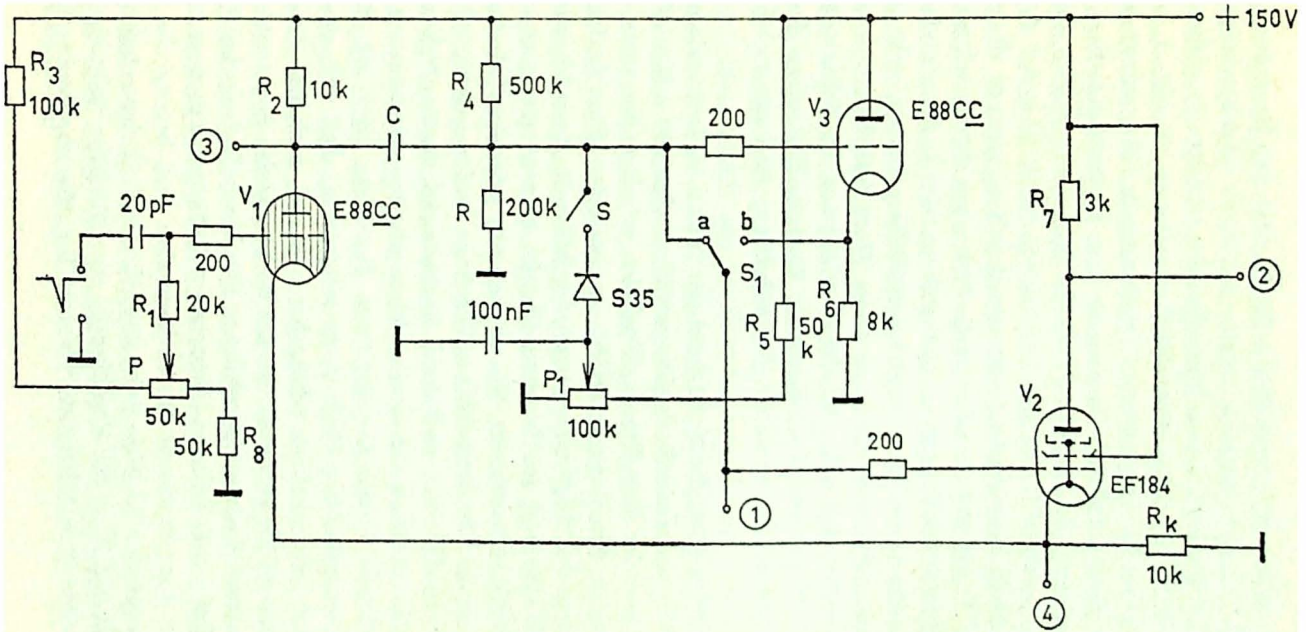


Abb. 87. Univibrator mit Kathodenfolger als Koppelglied

nig sinkt, weil noch etwas Strom fließt). Bei der Sperrung von V_2 springt die Anodenspannung wieder auf ihren ursprünglichen Wert und verharrt darauf bis zum Eintreffen des nächsten Impulses.

Abb. 90/T VI zeigt das Oszillogramm an Punkt 3, also an der Anode von V_1. Der negative Triggerimpuls führt sofort zur totalen Sperrung der Röhre, was man an dem horizontalen Impulsdach deutlich erkennt. Anschließend fällt die Spannung wieder auf ihren alten Wert, sobald V_1 wieder leitet. Abb. 91/T VI zeigt den Verlauf der Kathodenspannung; wie beschrieben, springt diese beim negativen Triggerimpuls sofort in die Höhe, um dann nach Maßgabe der Zeitkonstante CR langsam abzusinken, da sich der Anodenstrom von V_2 laufend verkleinert. Beim neuerlichen Kippen geht die Kathodenspannung wieder auf den alten Wert zurück, wobei der zunächst auftretende negative Zipfel ebenfalls auf die differenzierende Wirkung von CR zurückzuführen ist. Bis zum Eintreffen des nächsten Triggerimpulses verharrt die Schaltung nun im stabilen Zustand.

Wir wollen jetzt die Bedeutung der Röhre V_3 kennenlernen. Es handelt sich um einen Kathodenverstärker, den wir schon öfter erwähnten und der hier dieselbe Funktion wie bei den schon früher beschriebenen Schaltungen erfüllt: er entlastet den Außenwiderstand R_2 von der Eingangskapazität der Röhre V_2. Sein kleiner dynamischer Widerstand am Ausgang (R_6) ist bestens geeignet, um V_2 sehr kräftig durchzusteuern. Wir denken uns jetzt den Schalter S_1 in der Stellung b. Die dynamischen Vorgänge laufen prinzipiell genau so ab wie beschrieben, weil durch V_3 keinerlei Phasendrehung auftritt. Bei den gleichen Daten wie bisher erhalten wir jetzt am Gitter von V_2 (Punkt 1) das Oszillogramm der Abb. 92/T VI. Vergleichen wir es mit Abb. 88/T V, so sehen wir, daß sich die Flankensteilheit sehr erheblich erhöht hat und daß auch die Amplitude der Spitzen größer geworden ist. Beides ist auf die Anwesenheit des Kathodenverstärkers zurückzuführen. Die Versteilerung der Flanken kommt bei noch höheren Triggerimpuls-Folgefrequenzen immer deutlicher zum Ausdruck. Im vorliegenden Fall betrug die Folgefrequenz nur 10 kHz. Man sieht, wie sehr die Zwischenschaltung des Kathodenverstärkers die Verhältnisse zu verbessern vermag; insbesondere wenn ein Univibrator kürzeste Impulse abgeben soll, wirkt

sich diese Schaltung aus, weil dann alle Kapazitäten äußerst schnell umgeladen werden.

Sehr störend in dieser Schaltung ist der negative Spannungssprung in Abb. 88/T V bzw. 92/T VI. Es dauert ziemlich lange, bis sich C über R entladen hat. Würde nun z. B. schon wieder ein neuer Triggerimpuls eintreffen, wenn die Spannung in Punkt 1 noch relativ negativ ist, so würde V_2 nicht so weit von R_2 durchgesteuert werden können, daß ein Umkippen möglich wäre. Die „Erholzeit" der Schaltung ist zu groß. Durch eine einfache Maßnahme läßt sich der negative Impuls leicht unterdrücken. Zu diesem Zweck wird in Abb. 87 der Schalter S eingeschaltet, der die Halbleiterdiode S 35 über den Kontakt a von S_1 an das Gitter von V_2 legt. Diese Halbleiterdiode erhält über P_1 eine solche einstellbare Vorspannung, daß sie leitend wird, wenn die Spannung in Punkt 1 ins Negative geht. Jetzt fließt durch die Diode ein sehr großer Strom, sie wirkt praktisch als Kurzschluß, und die negative Spitze wird unterdrückt. Man erhält ein Oszillogramm nach Abb. 93/T VI. Die Folge davon ist eine erhebliche Verkürzung der Erholzeit, da schon bald nach dem Umkippen die Schaltung neuerlich betriebsbereit ist. Dioden dieser Art werden sehr häufig verwendet.

Abb. 94/T VI zeigt das Oszillogramm in Punkt 1, wenn man die Folgefrequenz der Triggerimpulse auf 1 kHz erniedrigt. Der Schalter S ist dabei offen. Nunmehr ist CR gegenüber der Impulsperiode sehr klein, der Impuls also sehr schmal. Abb. 95/T VI zeigt das Oszillogramm am gleichen Punkt bei einer Triggerfrequenz von 100 kHz, ohne Einschaltung der Diode S 35. Nun erkennt man deutlich die Wirkung des negativen Impulses am Gitter von V_2, der die Erholzeit der Schaltung erheblich vergrößert. Nach dem Umkippen treffen auf das Gitter von V_1 drei neue Triggerimpulse, die jedoch die Schaltung nicht zu beeinflussen vermögen, weil sie V_2 wegen der noch vorhandenen negativen Verriegelung nicht durchsteuern können[1]). Der Univibrator arbeitet jetzt als Frequenzteiler 4 : 1. Natürlich kann auch dieser Zustand ausgenützt werden, denn

[1]) Durch eine Erhöhung der Triggeramplitude könnte man zwar eine frühere Auslösung erzwingen, vermeidet das aber, weil zu große Steueramplituden andere Nachteile haben können. Die in Abb. 95/T VI sichtbaren negativen, überlagerten Impulse stammen von der nicht unterdrückten negativen Flanke der triggernden Rechteckspannung.

man muß oft Frequenzen möglichst phasenstarr unterteilen (allerdings läßt die Genauigkeit des Einsatzes bei diesen Univibrator-Frequenzteilern zu wünschen übrig).

Schaltet man jetzt die Diode mit S ein und arbeitet noch dazu mit Kathodenverstärker, so erhält man bei einer Triggerfrequenz von 100 kHz das Oszillogramm Abb. 96/T VI. Eine Frequenzteilung tritt nicht mehr auf, der Univibrator folgt jedem Triggerimpuls. Abb. 97/T VII zeigt dasselbe Oszillogramm ohne Kathodenverstärker, jedoch noch mit der Diode. Auch jetzt arbeitet die Schaltung einwandfrei, die Flankensteilheit ist jedoch wesentlich geringer.

Wählt man C = 500 pF, sieht eine Trigger-Folgefrequenz von 4 kHz vor und schaltet die Diode ein, so ergibt sich an Punkt 1 ein Oszillogramm nach Abb. 98/T VI. Die Zeitkonstante RC entspricht jetzt ungefähr der Periode der Triggerimpulse, und der metastabile Zustand umfaßt nahezu den Zeitraum zwischen zwei Triggerimpulsen. In Abb. 99/T VI ist die Zeitkonstante RC kleiner gewählt, und zwar so, daß der Univibrator nach einer halben Triggerperiode bereits umkippt. Wählen wir dagegen die Zeitkonstante extrem klein, so erhalten wir Abb. 100/T VI.

Die folgenden Oszillogramme sollen den Einfluß der Erholungszeit des Univibrators auf die Arbeitsweise zeigen. In Abb. 101/T VI, die wiederum die Spannung an Punkt 1 der Abb. 87 zeigt, ist die Zeitkonstante RC im Verhältnis zur Triggerperiode noch klein genug, um eine ausreichende Erholungszeit zu gewährleisten. Die Impulsfolge verläuft regelmäßig. Anders ist es schon bei Abb. 102/T VI. Hier ist die Zeitkonstante so weit vergrößert, daß der folgende Triggerimpuls noch in die Erholungszeit fällt. Deshalb erfolgt zwar ein Umkippen, die Amplitude am Steuergitter von V_2 in positiver Richtung ist jedoch zu klein. Infolgedessen erfolgt die Umladung von C von einem tieferen Niveau aus, und die Schaltung kippt anschließend zu früh um. Jetzt hat der Triggerimpuls Zeit, sich voll auszuwirken, und das Steuergitter wird stark positiv. Nun dauert die Umladung von C jedoch wieder länger, so daß schließlich der dritte Triggerimpuls wieder in die Erholungszeit fällt usw. Man erhält also periodisch wechselnd längere und kürzere metastabile Zeiten. In Abb. 103/T VI ist der Effekt noch weiter getrie-

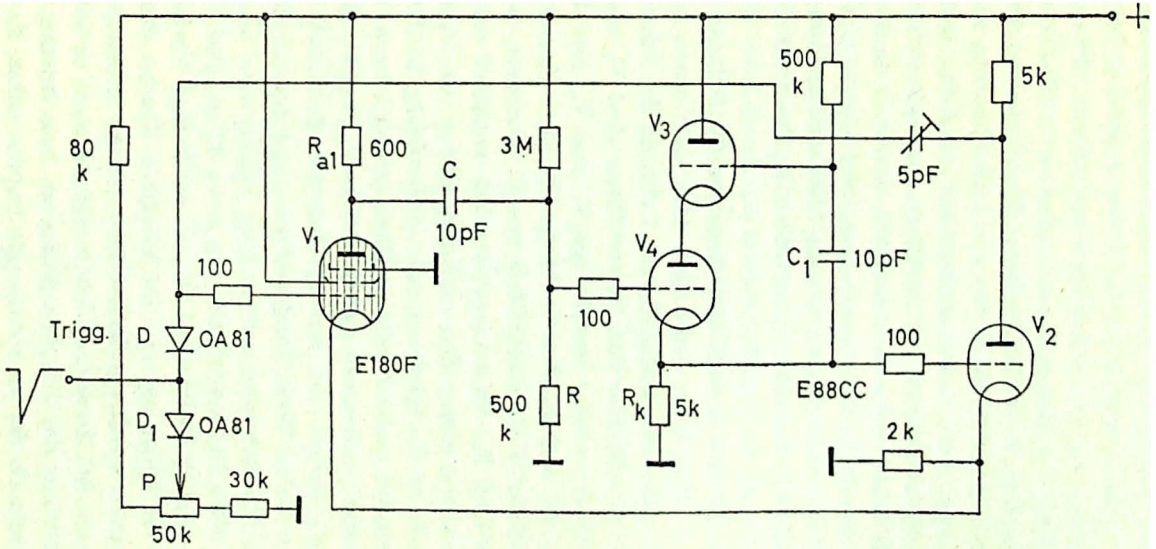


Abb. 105. Univibrator mit doppeltem Kathodenfolger

ben. In Abb. 104/T VI schließlich ist der erste sichtbare Triggerimpuls so klein, daß sich der zweite und dritte und fast noch der vierte Triggerimpuls in genügender Höhe ausbilden können. Erst dann folgt wieder ein wesentlich kleinerer Impuls. Wie man sieht, lassen sich diese Erscheinungen provozieren, und man muß sich stets genau die Gründe dafür überlegen. Die Wege zu einer kleinen Erholungszeit wurden bereits angedeutet: Einschaltung einer Diode, Anwendung eines Kathodenverstärkers und möglichst kleine schädliche Zeitkonstanten, damit das Rückkippen so schnell wie möglich vor sich geht. Das erreicht man natürlich wie sonst auch vor allem durch kleine Anodenkreis-Zeitkonstanten, also kleine Anodenwiderstände. Um diese anwenden zu können, sind wieder leistungsfähige Röhren erforderlich. In Abb. 87 hat sich z. B. die E 88 CC bestens bewährt.

In der Kernphysik werden Univibratoren für äußerst kurze Impulse benötigt. Man kann dann nach Abb. 105 einen erweiterten Kathodenverstärker verwenden, der die Leistung der Schaltung noch wesentlich verbessert. Die Univibratorröhren sind V_1 und V_2, der Spezial-Kathodenverstärker besteht aus V_3 und V_4. Die Rückkopplung zwischen V_1 und V_2 über C erfolgt auf dem Umweg über V_3 und V_4. Dabei wird V_4 unmittelbar von C gesteuert, so daß der Anodenwiderstand R_{a1} kapazitiv wesentlich entlastet wird. An R_k wird die Spannung abgegriffen und dem Gitter von V_2 zugeführt. An dieser Stelle ist die Schaltung sehr niederohmig, so daß der Gitterstromsprung mit großer Flankensteilheit erfolgen kann. Der Effekt wird noch dadurch verbessert, daß die Röhre V_3 über C_1 mit der Impulsspannung gesteuert wird und nun ihrerseits die Anode von V_4 im Sinne einer weiteren Widerstandsverkleinerung beeinflußt. Bei der angegebenen Schaltungsdimensionierung erhält man am Ausgang Impulse mit einer Halbwertsbreite von etwa 35 ns. Die Triggerung erfolgt über zwei Dioden D und D_1, um eindeutige Verhältnisse zu bekommen, vor allem um nur die negative Flanke des Triggerimpulses wirksam werden zu lassen. Der richtige Arbeitspunkt wird an P eingestellt. Bei derartigen Schaltungen kommt es sehr auf die richtige Ausbildung des Triggerimpulses an. Sein Anstieg darf z. B. nicht länger sein als der zu erzeugende Impuls selbst. Er darf auch nicht zu kurz sein, weil der Univibrator sonst nicht anspricht.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung extrem kurzer Impulse mit Univibratoren bietet die Sekundär-Emissionsröhre EFP 60. Abb. 106 zeigt eine entsprechende Schaltung. Die Röhre verfügt über eine sogenannte Dynode D, auf die die von der Kathode emittierten Elektronen fallen und dort infolge Sekundäremission vervielfacht werden, so daß von D ein wesentlich größerer Elektronenstrom zur Anode fließt. Dadurch ergeben sich erhebliche Steuersteilheiten bis zu etwa 25 mA/V. Außerdem sind infolge des Sekundäremissionsprozesses sehr starke Anodenströme zulässig, ohne daß deshalb die Kathode überbelastet wird, weil ja ein erheblicher Teil des Elektronenstroms von der Dynode D stammt. Man kann daher mit außerordentlich kleinen Anodenwiderständen R_a arbeiten, was die Voraussetzung für extrem kurze Impulse ist. Der eigentliche Univibrator wird durch die Rückkopplung über den Kondensator C realisiert. Im Ruhezustand ist die Röhre stromlos, weil der Hilfs-

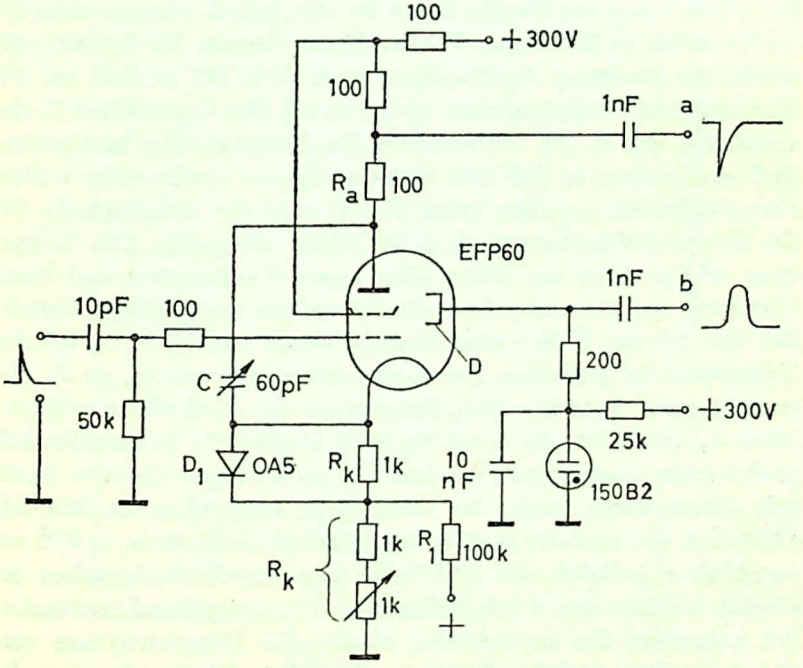


Abb. 106. Univibrator mit Sekundär-Emissionsröhre für extrem kurze Impulse

strom über R_1 an R_k eine genügend hohe Gittervorspannung erzeugt. Wird das Steuergitter mit positiven Impulsen getriggert, so fließt Anodenstrom, und ein negativer Impuls gelangt von R_a über C an die Kathode, so daß die Gittervorspannung noch positiver wird und die Röhre voll entriegelt. Nunmehr kann sich C sehr schnell über die Diode D_1 und die relativ kleinen Kreiswiderstände entladen, so daß man einen äußerst kurzzeitigen Impuls am Anschluß a oder b abnehmen kann. Es lassen sich Impulse mit Anstiegzeiten von etwa 20 ns erzeugen, bei einer Amplitude von 20 V. Erhöht man den Widerstand in der Dynodenleitung auf etwa 1 kΩ, so steigt die Amplitude bis 100 V. Eine zusätzliche Rückkopplung zwischen Dynode und Steuergitter verkürzt die Flanken noch weiter; allerdings ergeben sich dann Rückwirkungen auf das Steuergitter. Die Dynodenspannung wird durch einem Glimmstreckenstabilisator 150 B 2 stabilisiert.

Abb. 107 zeigt noch eine einfache Univibratorschaltung, die nicht für extrem kurze Impulse bestimmt ist, sich jedoch vorzugsweise als kontinuierlich veränderbarer Phasenschieber eignet. Im Prinzip entspricht die Schaltung der Schaltung nach Abb. 85, so daß auf die diesbezüglichen Erläuterungen verwiesen sei. Die Kapazitäten C, die zusammen mit P_1 im wesentlichen die Zeitkonstante bestimmen, sind umschaltbar, so daß man den Univibrator einem recht weiten Frequenzbereich anpassen kann. Mit P wird der Arbeitspunkt für die Trigger-Ankopplungsdiode S 36 richtig eingestellt. Die Triggerung erfolgt daher am Gitter über einen Kondensator und diese Diode mit negativen Impulsen. Die Länge des metastabilen Zustandes läßt sich mit P_1 in weiten Grenzen (etwa von 1/20 . . . 0,9 der Triggerperiode) einstellen. Die Ausgangsimpulse werden an R_a abgegriffen und kapazitiv dem Steuergitter der Kathodenverstärkerröhre V_2 zugeführt. An deren Kathode können sie außerordentlich niederohmig abgenommen werden. Die rechteckigen Impulse lassen sich differenzieren, wofür das Glied C_1 R vorgesehen ist. Mit der Diode OA 150 wird der positive Impulsteil abgeschnitten, so daß am Anschluß e lediglich die Rückflanke des Univibratorimpulses erscheint. Sie kann nun durch Bedienen von P_1 weitgehend kontinuierlich gegenüber der ansteigenden Flanke des Triggerimpulses verzögert werden, so daß man einen sehr präzis arbeitenden Impuls-

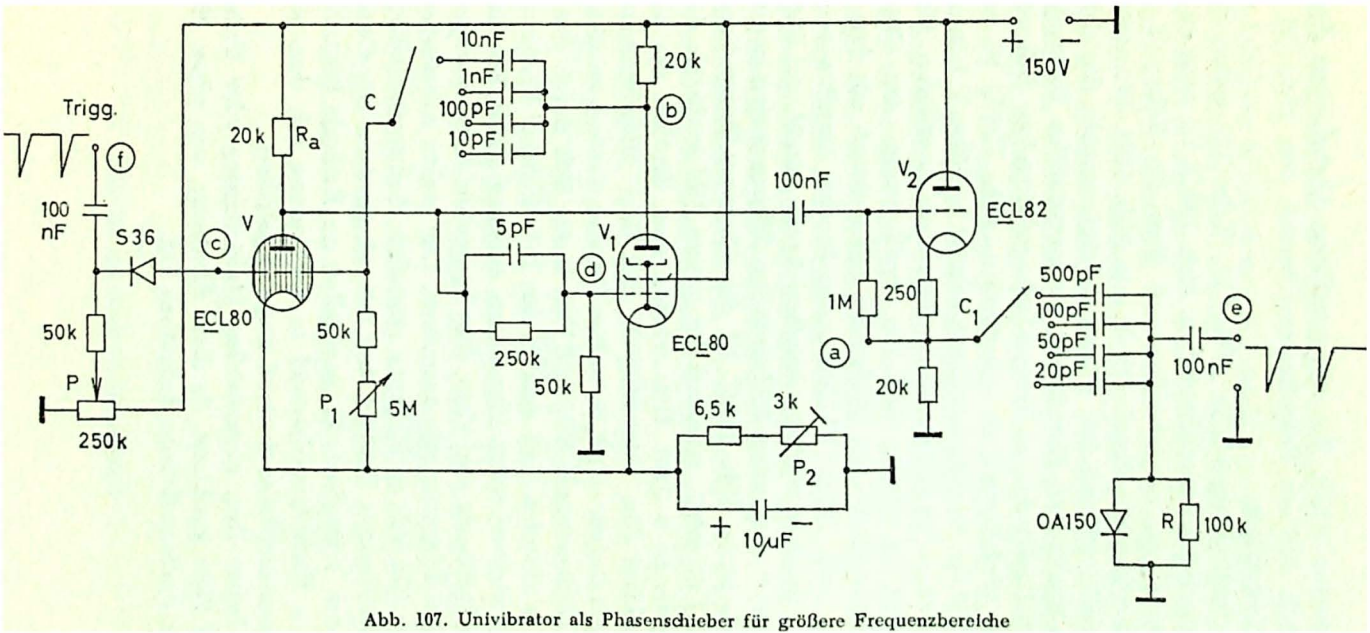


Abb. 107. Univibrator als Phasenschieber für größere Frequenzbereiche

Phasenschieber erhält. Bei den gewählten Abstufungen der Kapazitäten läßt sich ein Folgefrequenz-Bereich von etwa 10 Hz bis 30 kHz bestreichen.

Die Oszillogramme Abb. 108—111 (Tafel VI) sollen die Wirkungsweise näher veranschaulichen. Abb. 108/T VI zeigt im oberen Bild den an R_a entstehenden und über die Röhre V_2 gleichphasig übertragenen Impuls (Punkt a in Abb. 107). Die ansteigende Flanke deckt sich mit dem Eingangs-Triggerimpuls, die abfallende Flanke entsteht nach Beendigung des metastabilen Zustandes. Das untere Bild zeigt den zu dieser Flanke gehörenden, differenzierten negativen Nadelimpuls am Anschluß e. Abb. 109/T VI zeigt im oberen Bild die Anodenspannung im Punkt b (Röhre V_1), im unteren Bild wiederum den differenzierten Impuls am Anschluß e. Abb. 110/T VI stellt im oberen Bild das Oszillogramm der Gitterspannung am Anschluß d von V_1 dar, das sich praktisch mit dem oberen Bild von Abb. 108/T VI deckt, nur in der Amplitude entsprechend der Spannungsteilung zwischen Anode von V und Gitter von V_1 verkleinert. Das untere Bild zeigt den differenzierten Impuls an e. Schließlich ist in Abb. 111/T VI der Eingangs-Triggerimpuls am Anschluß f zu sehen, während das untere Bild nochmals den Ausgangsimpuls an e zeigt. Hier erkennt man deutlich die Verzögerung zwischen dem Triggerimpuls und dem Ausgangsimpuls; sie kann durch Regeln von P_1 in weiten Grenzen variiert werden.

Die Zeitkonstanten CP_1 und C_1R lassen sich durch den Wahlschalter so abstufen, daß man in den betreffenden Frequenzbereichen stets saubere, spitze Impulse am Ausgang erhält. Die Erholzeit des Univibrators ist sehr klein; man kann ohne Verformungen mehr als $^9/_{10}$ der Triggerperiode ausnützen. Der exakte Arbeitspunkt der Schaltung läßt sich an P_2 genau einstellen. Selbstverständlich ist V im nichtgesteuerten Zustand stets leitend, da dann das Gitter über P_1 und den Vorwiderstand unmittelbar an Kathode liegt. V_1 wird durch den Kathodenwiderstand in Verbindung mit dem Anoden-Gitter-Spannungsteiler dauernd gesperrt gehalten.

Wir haben dem monostabilen Multivibrator oder Univibrator sehr viel Platz gewidmet, da diese Schaltung, wie schon öfter betont, eine große praktische Bedeutung hat.

4. Bistabile Multivibratoren (Flip-Flop-Schaltungen)

Der bistabile Multivibrator hat annähernd dieselbe Bedeutung wie der Univibrator. Insbesondere in elektronischen Zählern bzw. Rechnern spielt er eine große Rolle. Abb. 112 zeigt eine absolut symmetrische Standardschaltung. Die Anoden sind mit den Gittern über Widerstände R gleichstrommäßig gekoppelt, so daß die Schaltung zwei stabile Zustände annehmen kann. Es hängt beim Einschalten vom Zufall ab, welche Röhre in den leitenden und welche in den nichtleitenden Zustand fällt; hierüber entscheiden stets kleine unvermeidbare Unsymmetrien in den Schaltorganen und den Röhren. Wir nehmen an, V_2 sei beim Einschalten leitend geworden. Dann ruft ihr Kathodenstrom an R_k einen Spannungsabfall hervor, der das Gitter von V_1 so weit negativ macht, daß diese Röhre gesperrt ist. Dazu trägt auch der Spannungsteiler RR_g zwischen der Anode von V_2 und dem Gitter von V_1 bei; im Punkt a herrscht nämlich infolge des Spannungsabfalles an R_a der Röhre V_2 eine relativ niedere Spannung. In diesem Zustand verharrt das System stabil.

An den Anschluß e wird nun eine triggernde Rechteckspannung gelegt, die über die Kondensatoren C_1 zu den beiden Steuergittern

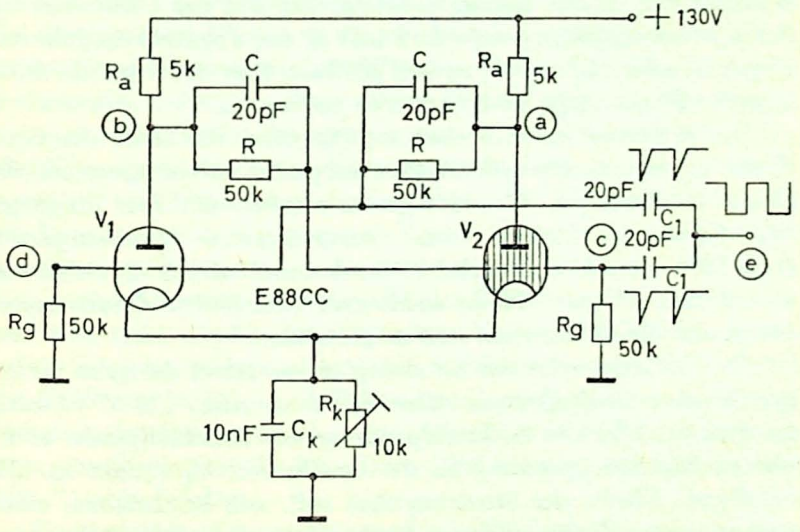


Abb. 112. Ein bistabiler Multivibrator

der Röhren gelangt. Die Rechteckspannung erscheint an den Gittern differenziert, d. h. nur mit den Flanken, weil die Kapazitäten C_1 sehr klein sind. Wir beginnen mit dem Eintreffen der ersten negativen Flanke. Sie bleibt für die Röhre V_1 ohne Folgen, weil diese ohnehin gesperrt ist. Dagegen wird V_2 kurzzeitig heruntergesteuert, so daß am Anschluß a ein positiver Impuls entsteht, der über R die Röhre V_1 öffnet. Dann sinkt die Spannung in Punkt b, und es gelangt ein negativer Impuls über den anderen Widerstand R zum Gitter von V_2. Dadurch wird diese Röhre gänzlich gesperrt, und der zweite stabile Zustand ist erreicht, der nur durch einen weiteren negativen Impuls aufgehoben werden kann; die folgende positive Flanke der Rechteckspannung an e kann die jetzt nichtleitende Röhre V_2 nicht aussteuern, weil dieser Impuls durch die niederohmige Gitter-Kathodenstrecke von V_1 kurzgeschlossen wird. Das allerdings setzt einen relativ großen Innenwiderstand des Steuergenerators voraus; kann damit nicht gerechnet werden, so darf man dem Anschluß e immer nur negative Impulse zuführen. Wir kommen hierauf später noch näher zu sprechen). Die zweite negative Flanke stellt nun den Ausgangszustand wieder her, indem sie jetzt die leitende Röhre V_1 heruntertastet, so daß ihre Anodenspannung in b hochspringt. Dieser Sprung überträgt sich auf das Gitter von V_2, deren Anodenspannung sinkt in Punkt a, der negative Impuls verriegelt V_1 gänzlich, und V_2 ist voll geöffnet. Erst die folgende dritte negative Flanke kippt das System von neuem um.

Die Kondensatoren C haben die Aufgabe, die steile Anstiegsflanke an den Anodenwiderständen möglichst unverzögert auf die Gitter zu übertragen. C bildet gewissermaßen mit den Eingangskapazitäten der Röhren einen kompensierten Spannungsteiler (s. S. 205), der richtig abgeglichen werden muß, damit die Schaltung einwandfrei arbeitet. Häufig wählt man eine leichte Überkompensation, um die Flanke recht steil zu gestalten.

Die Wirkungsweise der Schaltung sei an Hand der jetzt zu besprechenden Oszillogramme näher erläutert. Abb. 113/T VI zeigt im unteren Bild die Rechteckspannung am Anschlußpunkt e, im oberen Bild die Spannung an der Anode von V_2 (Punkt a). Die abfallende Flanke des Steuerimpulses ruft, wie beschrieben, einen steilen Anstieg der Spannung in Punkt a hervor, und die Röhre wird

so lange gesperrt, bis die nächste negative Flanke der Steuerspannung die Schaltung wieder umkippt. Die ansteigende Flanke der Steuerspannung macht sich in der Anodenspannung der völlig gesperrten Röhre V_1 überhaupt nicht bemerkbar. Abb. 114/T VI zeigt unten ebenfalls die Steuerspannung, oben dagegen die Spannung an Punkt b, also an der Anode von V_1. Diese Röhre wird mit der ersten abfallenden Flanke geöffnet, ihre Anodenspannung sinkt stark ab, und man erkennt an dem kleinen Zipfel das Auftreten eines kurzzeitigen Gitterstromes. Die Röhre bleibt so lange geöffnet, bis die nächste negative Flanke der Steuerspannung das System zurückkippt. Die positive ansteigende Flanke der Steuerspannung ruft, wie man sieht, in der Mitte des horizontalen Teiles im oberen Bild eine kleine Einbuchtung hervor, weil sie die Röhre V_1 noch etwas mehr in den positiven Bereich steuert.

Abb. 115/T VII zeigt das Oszillogramm am Anschluß c (Gitter von V_2, oberes Bild) und die Steuerspannung an e (unteres Bild). Man sieht deutlich, wie die erste abfallende Flanke der Steuerspannung das Gitter von V_2 stark negativ macht; die negative Spannung bleibt erhalten bis zur nächsten negativen Flanke der Steuerspannung, die dann ein Umkippen der Röhre in den leitenden Zustand hervorruft. Auch hier erscheint ein ausgeprägter Zipfel in der ansteigenden Flanke im oberen Bild, hervorgerufen durch einen kurzzeitigen Gitterstrom der Röhre V_2. Ferner erkennt man in den horizontalen Teilen des oberen Bildes kleine Einbuchtungen, die von der positiven Flanke der Steuerspannung herrühren und über C_1, allerdings stark durch den Gitterstrom der leitenden Röhre herabgedrückt, am Gitter erscheinen. Abb. 116/T VII schließlich zeigt die Spannungen an d (Gitter von V_1) im oberen Bild, zusammen mit der Steuerspannung an e im unteren Bild. Die erste abfallende Flanke der Steuerspannung macht das Gitter von V_1 stark positiv, und man sieht wieder den Gitterstrom-Zipfel. Die Röhre verbleibt positiv bis zum nächsten negativen Abfall der Steuerspannung, und die Schaltung kippt um, das Gitter wird wiederum negativ bis zur nächsten abfallenden Flanke. Die Zipfel in der Mitte der horizontalen Oszillogrammteile im oberen Bild entstehen ebenso wie bei Abb. 115 beschrieben.

Durch falsche Dimensionierung der Schaltorgane bzw. des Ar-

beitspunktes des bistabilen Multivibrators ergibt sich u. U. — übrigens auch bei monostabilen Schaltungen — eine Labilität, d. h. eine Neigung zum Selbstschwingen. Werden z. B. die Sperrspannungen der Röhren nicht voll erreicht, so kann die Schaltung selbsttätig mit den in ihr vorkommenden Zeitkonstanten hin- und herkippen. In Abb. 112 kann man beispielsweise diesen Zustand durch Verkleinern des Kathodenwiderstandes R_k erreichen. Der Multivibrator beginnt dann in ziemlich unkontrollierbarer Weise hin- und herzukippen, kann aber leicht durch eine fremde Steuerspannung synchronisiert werden. Ein solches Oszillogramm zeigt z. B. Abb. 117/T VII. Das untere Bild stellt die jetzt nur synchronisierende Steuerspannung, das obere Bild die Anodenspannung von V_1 dar. In der hier gewählten Einstellung liefert der Multivibrator kein symmetrisches Rechteck mehr; die linke Röhre weist gegenüber der rechten eine längere Leitzeit auf. Die Synchronisierung erfolgt jedoch exakt stets durch die negative Flanke der Steuerspannung. Treten solche Erscheinungen im praktischen Versuch auf, so wird man stets die Schaltung auf die erwähnte Labilität hin überprüfen müssen.

Die bisher besprochenen Oszillogramme wurden bei einer Trigger-Impulsfolgefrequenz von 10 kHz gewonnen. In Wirklichkeit sind die Anstiegzeiten noch kürzer, als man den Oszillogrammen entnehmen möchte; die Ausgangsspannung der Schaltung wurde nämlich einem Elektronenstrahlschalter (zur Gewinnung von Doppeloszillogrammen) zugeführt, dessen Bandbreite beschränkt war. Die wirkliche Leistungsfähigkeit ergibt sich aus den Oszillogrammen 118—120 (Tafel VII), die ohne Elektronenstrahlschalter gewonnen wurden. In Abb. 118/T VII ist die Ausgangsspannung an der Anode von V_2 bei einer Trigger-Folgefrequenz von 100 kHz dargestellt. Die Folgefrequenz des bistabilen Multivibrators weist also einen Wert von 50 kHz auf. Man sieht, daß die Rechteckspannung noch eine sehr exakte Form hat. Der Unterschied der Flankensteilheit bei gesperrter und geöffneter Röhre ist deutlich erkennbar. Abb. 119/T VII gilt für eine Trigger-Folgefrequenz von 300 kHz, d. h., die abgegebene Rechteckspannung beträgt 150 kHz. Vergrößert man die Anodenwiderstände auf 20 kΩ, wählt man für die Gitterableitwiderstände 100 kΩ und für die Koppelwiderstände 200 kΩ, so

erhält man das Oszillogramm nach Abb. 120/T VII; hier war die Triggerfrequenz 80 kHz, die Frequenz der abgegebenen Rechteckspannung also 40 kHz. Der Einfluß der höheren Anodenwiderstände macht sich bereits in flacheren Anstiegs- und wesentlich steileren Abfallflanken bemerkbar, da jetzt der Einfluß des Röhren-Innenwiderstandes zutage tritt.

In den Abb. 118—120 (Tafel VII) erkennt man deutlich am Ende der negativen Flanke einen Zipfel. Es handelt sich dabei um ein Überschwingen, verursacht durch eine Überkompensation des Gitterspannungsteilers mit den Kondensatoren C. Diese Kondensatoren waren etwas zu groß bemessen. Ein kleinerer Wert würde den Zipfel zum Verschwinden bringen, die Kompensation wäre dann exakt. Eine weitere Verkleinerung von C hingegen würde zu einer Verflachung der Flanken führen. Es handelt sich um dieselben Vorgänge, wie sie auf S. 205 bei der Besprechung des kompensierten Spannungsteilers noch ausführlich beschrieben werden. Es sei nur erwähnt, daß die Kompensation exakt ist, wenn der Wert des Produktes CR der Zeitkonstante entspricht, die sich aus dem Produkt von R_g und der Eingangskapazität der Röhren ergibt.

Abb. 121/T VII zeigt den Verlauf der Spannung im Punkt a (Abb. 112) bei einer Triggerfrequenz von nur 10 kHz für den Fall, daß die Kapazitäten C gänzlich fehlen. Anstieg und Abfall verlaufen selbst bei dieser geringen Frequenz außerordentlich flach, und von einer exakten Rechteckform kann nicht mehr gesprochen werden. Das Einfügen eines einzigen Kondensators C (Abb. 122/T VII) vermag die Verhältnisse praktisch nicht zu bessern. Man ersieht aus diesen beiden Bildern, welche wichtige Rolle den Kompensationskapazitäten C zukommt.

Der bistabile Multivibrator kann wie jede andere Kippschaltung auch statisch und dynamisch berechnet werden. Hierfür existieren zahlreiche Berechnungsunterlagen in der Literatur. Die exakte Einstellung wird jedoch stets experimentell erfolgen müssen, insbesondere der Abgleich des kompensierten Spannungsteilers. Im übrigen gelten hinsichtlich Steilheit der Umschaltflanken grundsätzlich die entsprechenden Hinweise im ersten Kapitel. Man muß die Röhren nach den dort angegebenen Gesichtspunkten auswählen; ferner müssen die Außenwiderstände so klein wie möglich sein, also gerade so

groß, daß der an ihnen auftretende Spannungsabfall noch ausreicht, um ein Umkippen der Schaltung sicher zu ermöglichen. Einige mathematische Zusammenhänge, die das Berechnen des Außenwiderstandes in Abhängigkeit von der Anstiegzeit, der schädlichen Kapazität und dem Phasenwinkel erlauben, sind in den Gl. 28—31 angegeben. Die Gl. 32 und 33 erlauben das näherungsweise Berechnen der Kompensationskapazitäten C.

5. Triggerung von unselbständigen Impulsgebern

Wir wollen hier die Besprechung einiger Fragen einschalten, die an sich für alle monostabilen und bistabilen Kippschaltungen Gültigkeit haben. Sie beziehen sich auf die richtige Triggerung dieser Schaltungen. Dabei interessieren zunächst Form und Dauer des Triggerimpulses, ferner die Einkopplung des Impulses in die jeweilige Schaltung.

Von einem Triggerimpuls ist eine ganz bestimmte Dauer zu fordern. Ist sie zu kurz, so kann es vorkommen, daß der erwünschte Kippvorgang nicht ausgelöst wird. Ist sie zu lang, so kann sie einen störenden Einfluß auf die im Anschluß an die Auslösung folgenden Vorgänge in der Schaltung haben. Beispielsweise können sich die Flankensteilheiten verschlechtern, die Schaltung kann früher als beabsichtigt zurückkippen usw. Man bevorzugt im allgemeinen Triggerimpulse mit steiler Anstiegsflanke, während man die abfallende Flanke gewöhnlich flacher wählt. Dadurch vermeidet man, daß die abfallende Flanke die Schaltung wieder in die Ausgangsstellung zurückführt. Allgemeine Aussagen lassen sich schlecht machen, weil jede Schaltung eine andere Zeitdauer und einen anderen zeitlichen Verlauf des Triggerimpulses erfordert.

Wir kommen nun zur Einkopplung der Triggerimpulse. In älteren Schaltungen waren vorzugsweise kleine Kondensatoren üblich, die man zwischen die Trigger-Spannungsquelle und den zu triggernden Anschluß der Kippschaltung legte. Dieses Vorgehen ist bei relativ geringen Triggerfrequenzen bzw. langen Impuls-Anstiegzeiten auch ohne weiteres möglich. Kommt es aber auf sehr hohe Folgefrequenzen bzw. extrem kurze Anstiegzeiten an, so belasten die Koppelkapazitäten häufig die Außenwiderstände und verschlechtern damit

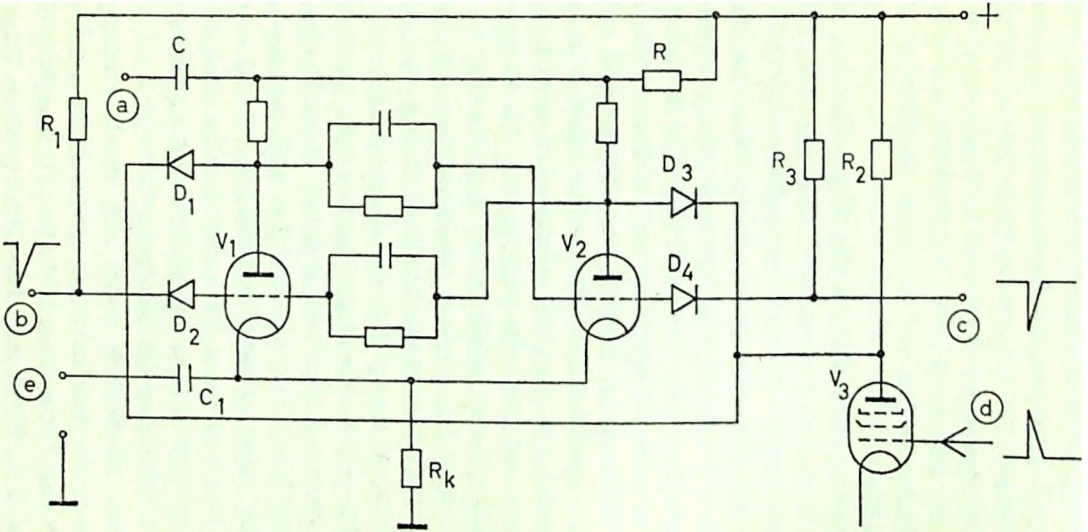


Abb. 123. Verschiedene Möglichkeiten zur Einkopplung von Triggerimpulsen

die Flankensteilheit. Außerdem sind schädliche Verkopplungen zwischen Triggergenerator und Schaltung denkbar. Man bedient sich daher in solchen Fällen lieber Schaltdioden, die so angeschlossen werden, daß sie den Triggerimpuls hindurchlassen, Spannungen, die wesentlich unterhalb der Triggeramplitude liegen, jedoch sperren. Dadurch erreicht man eine weitgehende Entkopplung zwischen Triggergenerator und Schaltung. Auch im Hinblick auf eventuell von außen stammende Störimpulse kleinerer Amplituden sind diese Schaltdioden vorteilhaft.

Die Einkopplungsmöglichkeiten des Triggerimpulses richten sich natürlich nach der jeweils vorliegenden Schaltung. Abb. 123 zeigt am Beispiel des im vorigen Abschnitt besprochenen bistabilen Multivibrators einige Möglichkeiten. Legt man in Reihe mit den Außenwiderständen der Röhren V_1 und V_2 einen (relativ kleinen) Widerstand R, so kann man über C einen Triggerimpuls einkoppeln, der zweckmäßigerweise negativ gerichtet ist. An dieser Stelle macht sich die schädliche Wirkung von C nicht so sehr bemerkbar, insbesondere wenn R klein gegenüber den Außenwiderständen gewählt wird. Allerdings braucht man dann zur Auslösung relativ hohe Triggeramplituden. Sehr beliebt ist die Einkopplung der Triggerspannung in die Steuergitterkreise entsprechend den Punkten b und c in Abb. 123. Sie erfolgt, wie erläutert, zweckmäßigerweise über Schaltdioden D_2 und D_4. Diese Dioden erhalten über R_1 bzw. R_3 eine so hohe positive Vorspannung, daß sie normalerweise die Punkte b und c elektrisch von der Schaltung trennen. Ein genügend großer negativer Triggerimpuls überwindet jedoch diese Vorspannung, so daß die Dioden leitend werden und den Kippvorgang auszulösen vermögen. Man kann entweder den Punkten b und c gemeinsam einen Triggerimpuls zuführen, kann aber auch an die beiden Punkte getrennte Triggergeneratoren anschließen und kommt so zu einer wechselseitigen Steuerung der Schaltung.

Eine weitere Möglichkeit ergibt sich durch Einkopplung der Triggerimpulse in die Anodenleitung entsprechend Anschluß d. Dieser Punkt führt zum Gitter einer Hilfsröhre (Trennröhre) V_3 mit dem Außenwiderstand R_2. Führt man dem Gitter positive Triggerimpulse zu, so ergibt sich an der Anode ein negativer Triggerimpuls, der nun über die Dioden D_1 und D_3 unmittelbar an die Anoden von V_1 bzw.

V_2 gelangt. Dabei ist R_2 wieder so zu wählen, daß die Dioden bei fehlender Aussteuerung von V_3 gesperrt sind; nur Impulse an D dürfen die Sperrung der Dioden aufheben, damit die Triggerimpulse an den Anoden wirksam werden können. Schließlich sei noch auf die Triggerung an dem gemeinsamen Kathodenwiderstand R_k verwiesen; man kann sich auch hier zur Ankopplung einer Schaltdiode, aber auch eines Kondensators C_1 bedienen. Der Triggerimpuls gelangt über e und C_1 an die Kathoden und kann positiv, aber auch negativ gerichtet sein. Wie man sieht, gibt es zahlreiche Möglichkeiten zum Anschluß des Triggerimpulses, die je nach Schaltung von Fall zu Fall genau in ihrer Wirkungsweise überlegt werden müssen. Das gilt insbesondere für die jeweils erforderliche Polarität der Triggerimpulse. Bei bistabilen Schaltungen, die symmetrisch arbeiten, kann man an jeder Elektrode gewöhnlich mit beiden Polaritäten arbeiten, weil sich die Impulse über die Koppelglieder zwischen Anode und Gitter fortpflanzen und so auf alle Fälle mit der richtigen Polarität den Kippvorgang auszulösen vermögen. Bei unsymmetrisch arbeitenden Schaltungen, etwa bei Univibratoren, kommt es dagegen sehr auf die richtige Polarität des Triggerimpulses an dem betreffenden Anschluß an. So muß man jeweils beispielsweise negative Impulse der normalerweise leitenden Röhre oder positive Impulse der gesperrten Röhre zuleiten. Stets muß die Richtung der Impulse so sein, daß dadurch sofort das Umkippen ausgelöst wird. Auf den Vorteil von Trennröhren wurde schon hingewiesen; insbesondere bei sehr hohen Triggerimpuls-Folgefrequenzen sind sie stets empfehlenswert. Pentoden sind vorzuziehen, da die weitgehende statische Entkopplung zwischen Steuergitter und Anode ein kapazitives Übertragen des steuernden Impulses unter Ausschaltung des Elektronenmechanismus unmöglich macht.

Zu große Triggeramplituden führen zu einer unerwünschten Beeinflussung des Kippvorgangs, zu kleine zu unzuverlässigen Arbeiten der Schaltung.

6. Der Schmitt-Trigger

Schon im ersten Kapitel Abschnitt II/5 wurde der Schmitt-Trigger (Abbb. 7) zur Herstellung exakter Rechteckspannungen empfoh-

len. Wir wollen nun die Schaltung an Hand von Abb. 7 und verschiedenen Oszillogrammen näher besprechen. Vorweg sei bemerkt, daß man einen Schmitt-Trigger nach zwei verschiedenartigen Gesichtspunkten dimensionieren kann, die scharf voneinander abgegrenzt sind: im Hinblick auf die Verwendung als Spannungsdiskriminator und — im anderen Fall — als getriggerter Rechteckgenerator mit sehr steilen Anstiegsflanken. Zunächst ein Überblick über die grundsätzliche Wirkungsweise an Hand von Abb. 7.

Die beiden Röhrensysteme V_1 und V_2 sind über R_3 und R_k gleichstrommäßig miteinander verkoppelt. Die Vorspannung des ersten Systems sei an P so eingestellt, daß diese Röhre sperrt. Dann ist die Spannung am Punkt b so hoch, daß die Spannung am Gitter von V_2 (über R_3) positiv genug ist, um V_2 leitend zu halten. An R_k entsteht ein entsprechender Gleichspannungsabfall. Das ist der stabile Zustand, von dem wir ausgehen wollen. Legen wir nun an den Anschluß a über c eine irgendwie geformte, in positiver Richtung ansteigende Spannung, etwa eine Sinusspannung, so wird das Gitter von V_1 zunehmend positiver. Das System beginnt allmählich Strom zu führen, die Spannung in b sinkt, ebenso am Gitter von V_2, und der Anodenstrom dieser Röhre erniedrigt sich. Diese Anodenstromerniedrigung ist zunächst größer als der Anodenstromanstieg von V_1, so daß die Spannung an R_k fallende Tendenz zeigt. Bei fortschreitender Erhöhung der Spannung am Steuergitter von V_1 macht sich die Schaltung infolge des jetzt zur Auswirkung kommenden Rückkopplungsvorganges über R_3 und R_k schnell „selbständig": der Anodenstrom von V_1 steigt immer schneller an, desgleichen fällt die Spannung an b und am Gitter von V_2 ab, und in kürzester Zeit ist V_2 vollständig verriegelt, während jetzt V_1 leitet. Diese Röhre wirkt nun bei weiterem Spannungsanstieg am Gitter von V_1 zunächst als einfacher Kathodenverstärker, da V_2 vollkommen ausfällt. In diesem Zustand verharrt die Schaltung so lange, bis die Steuerspannung an V_1 wieder abfällt. Sie muß jedoch weiter als bis zu dem Punkt abfallen, bei dem das erste Umkippen erfolgte, denn (bei geeigneter Dimensionierung des Spannungsteilers R_3R_4) ist jetzt das Gitter von V_2 so stark negativ geworden, daß die Spannung in b unverhältnismäßig weit ansteigen muß, um V_2 wieder in den leitenden Zustand zurückversetzen zu können. Die Steuerspannung am Gitter von V_1

muß also auf ein tieferes Niveau abfallen, als es zum Auslösen des ersten Kippvorgangs erforderlich war. Man nennt diese Erscheinung die Hysterese des Schmitt-Triggers. Hat nun die Spannung am Gitter von V_1 einen entsprechend tiefen Wert erreicht, so wird V_2 wieder stromführend, die Spannung an R_k steigt sprunghaft an, wodurch jetzt V_1 wieder gänzlich verriegelt wird, die Spannung im Punkt b steigt dementsprechend und damit auch die Spannung am Gitter von V_2, so daß diese Röhre nun voll leitet. Der Ausgangszustand ist demnach wiederhergestellt.

An Hand der Oszillogramme Abb. 124—130 (Tafel VII) wollen wir nun die Wirkungsweise im einzelnen verfolgen. Abb. 124/T VII zeigt das Doppel-Oszillogramm an den Anschlüssen a (oberes Bild) und c (unteres Bild). Hat die steuernde Sinusspannung etwa den Wert ihrer halben positiven Amplitude erreicht, so erfolgt das beschriebene Umkippen; die Röhre V_2 wird nichtleitend und ihre Spannung springt hoch. Bei einem wesentlich kleineren Wert der steuernden Sinusspannung erfolgt das neuerliche Umkippen in den Ausgangszustand. Die Hysterese ist deutlich zu erkennen, denn die Auslösung der Kippvorgänge erfolgt bei ziemlich verschiedenen Werten der Steuerspannung. Abb. 125/T VII zeigt im unteren Bild die Spannung an c wie in Abb. 124/T VII, im oberen Bild dagegen die Spannung am Anschluß d, also am Kathodenwiderstand R_k. Man sieht, daß kurz vor dem Erreichen des kritischen Wertes der Spannung am Gitter von V_1 die Kathodenspannung zu fallen beginnt und während des ersten Kippvorgangs sprunghaft fällt. Der Kathodenstrom ist demnach in diesem Zustand offenbar kleiner als im Ausgangszustand, was darauf zurückzuführen ist, daß V_1 im leitenden Zustand weniger Strom führt als V_2 (im leitenden Zustand), denn V_2 erhält eine erhebliche positive Vorspannung über R_3. Steigt nun die Steuerspannung an V_1 weiter an, so folgt der Spannungsverlauf an R_k spiegelbildlich dem Spannungsverlauf am Gitter, denn V_1 arbeitet nun als Kathodenverstärker. Im abfallenden Ast ist die Hysterese besonders deutlich erkennbar: die Spannung am Kathodenwiderstand und damit der Anodenstrom von V_1 muß wesentlich weiter zurückgehen, um über R_3 das Gitter von V_2 so weit positiv zu machen, daß ein neuerliches Umkippen in den leitenden Zustand dieser Röhre möglich ist. Die Kathodenspannung springt dann sofort auf

ihren Ausgangswert zurück. In dieser Schaltung verharrt das System so lange, bis die nächste Steuerspannungs-Halbwelle erscheint.

Abb. 126/T VII zeigt das Doppeloszillogramm der Spannungen an c (unteres Bild) und b (oberes Bild). Die Röhre V_2 ist entweder vollkommen verriegelt oder vollkommen entriegelt, so daß die horizontalen Impulsteile (unteres Bild) vollkommen glatt verlaufen. Dagegen ist V_1 zwar im Ausgangszustand vollkommen verriegelt, so daß der obere horizontale Teil (oberes Bild) glatt verläuft; im entriegelten Zustand jedoch arbeitet die Röhre bekanntlich als Kathodenverstärker, so daß die sinusförmige Aussteuerung des Gitters an dem Anodenwiderstand eine entsprechende Spannungsänderung zur Folge hat. Man erkennt daher im unteren Teil die von der Aussteuerung herrührende sinusförmige Wölbung.

Mit Hilfe des Potentiometers P in Abb. 7 hat man es in der Hand, die Stromflußzeiten der Röhre weitgehend kontinuierlich zu variieren. Abb. 127/T VII zeigt ein Oszillogramm (Punkt d, oberes Bild, und Punkt c, unteres Bild), bei dem P so eingestellt war, daß V_1 ganz knapp unterhalb der Sperrspannung arbeitete. Infolgedessen wurde das erste Umkippen schon bei einer relativ kleinen Spannung am Gitter von V_1 ausgelöst; nach Überwindung der Hysterese mußte die Steuerspannung im Punkt a sogar sehr weitgehend negativ werden, um die Schaltung zurückkippen zu lassen. Die Stromflußzeit von V_1 ist jetzt sehr groß, die Sperrzeit demnach sehr klein. Das Umgekehrte gilt natürlich für V_2. Abb. 128/T VII wurde bei einer solchen Stellung des Potentiometers P gewonnen, daß die Stromflußzeit von V_1 klein, die Sperrzeit dagegen groß war. Das Umgekehrte gilt für V_2. Die Vorspannung für V_1 ist also jetzt wesentlich negativer eingestellt gewesen als in Abb. 127/T VII. Wie man sieht (oberes Bild, Punkt d), muß die steuernde Sinusspannung fast ihren positiven Scheitelwert erreichen, um das Umkippen auszulösen; nach Überwindung der Hysterese genügt dann schon eine Spannung kurz unterhalb des Scheitelwertes, um das Umkippen von V_1 in den nichtleitenden Zustand zu veranlassen. Mit dem Potentiometer P kann man demnach entweder eine genaue Symmetrie der Rechteckspannung einstellen oder Impulse mit kontinuierlich veränderlicher Breite erzeugen (s. die unteren Bilder von Abb. 127 und 128, Tafel VII). Anderseits läßt sich mit P das erforderliche Triggerniveau dosieren,

d. h. man kann vorbestimmen, bei welchem Spannungsniveau der Schmitt-Trigger auslöst. Das ist z. B. wichtig für den Betrieb als Spannungsdiskriminator in der Kernphysik.

Bevor wir die Betrachtungen fortsetzen, sei kurz Abb. 7 zu Ende besprochen: in Punkt c entsteht, wie gezeigt wurde, eine sehr exakte Rechteckspannung, die nun über C_2 auf das Gitter der Röhre V_3 gelangt, die als Kathodenverstärker arbeitet. Die Spannung wird an P_1 abgegriffen und über C_3 nochmals einer Kathodenverstärkerröhre V_4 zugeleitet, in deren Kathodenkreis ein Spannungsteiler $R_9 \ldots R_{13}$ liegt. Dieser Spannungsteiler ist so gewählt, daß man beliebige Spannungen, abgestuft im Verhältnis 10 : 1, entnehmen und über C_4 nach außen führen kann. Der Doppel-Kathodenverstärker ist vorgesehen, um eine annähernd frequenzunabhängige Regelung der Ausgangsspannung mit P_1 zu ermöglichen (wirksam bis etwa 500 kHz). Der Ausgangswiderstand von V_3 ist klein genug, so daß sich die schädlichen Kapazitäten nicht auswirken können.

Wir müssen nun noch den Einfluß des Spannungsteilers R_3R_4 in seiner Auswirkung auf das Verhalten der Schaltung etwas näher untersuchen. Machen wir R_3 relativ klein, wie das in Abb. 7 der Fall ist, so wird auch der Spannungssprung im Punkt b sehr wirksam auf das Gitter von V_2 übertragen; dann wird das Gitter stark negativ, und man braucht eine relativ hohe negative Steuerspannung am Gitter von V_1, um die Schaltung zurückkippen zu lassen. Die Hysterese ist also groß. Vorteilhaft dagegen ist die durch die starke Rückkopplung jetzt mögliche hohe Flankensteilheit, so daß diese Spannungsteiler-Dimensionierung vor allem für den Bau leistungsfähiger Rechteckspannungs-Generatoren bevorzugt wird. Der Kondensator C_1 in Abb. 7 überträgt den Spannungssprung noch dazu in der bekannten Weise sehr schnell. Er kompensiert bei richtiger Einstellung die Eingangskapazität von V_2.

Verkleinert man den Rückkopplungsfaktor dadurch, daß man den Widerstand R vergrößert oder daß man nur einen Teil der Spannung an R_1 abgreift (indem man diesen Widerstand als einstellbaren Spannungsteiler ausbildet), so wird der negative Spannungssprung am Gitter von V_2 entsprechend geringer. Infolgedessen wird auch die Hysterese kleiner. Der Unterschied zwischen dem Einsetz- und dem Aussetzpunkt ist nicht mehr groß. Dafür leidet nunmehr die Flan-

kensteilheit sehr beträchtlich, was sich aus der schwächeren Rückkopplung ohne weiteres erklären läßt. Das Oszillogramm Abb. 129/T VII zeigt z. B. die Spannung an den Punkten d bei einer Folgefrequenz von nur 10 kHz (oberes Bild) und c (unteres Bild), und zwar wurde lediglich R_1 durch ein Potentiometer ersetzt, dessen Schleifer so eingestellt war, daß R_3 nur etwa den zehnten Teil der vollen Spannung im Punkt b erhielt. Man sieht aus dem oberen Oszillogrammbild, daß der linke Fußpunkt der Kathodenspannungs-Halbwelle praktisch auf demselben Niveau wie der rechte Fußpunkt liegt, daß also jetzt die Hysterese sehr klein geworden ist. Anderseits jedoch zeigt das untere Bild eine wesentliche Verflachung der Flanken, insbesondere wenn man das Oszillogramm z. B. mit Abb. 126/T VII vergleicht, das bei derselben Folgefrequenz aufgenommen wurde, jedoch bei Abgriff der vollen Anodenspannung im Punkt b. Eine solche Dimensionierung kommt daher für Rechteckgeneratoren nicht in Betracht; man bevorzugt sie jedoch, wenn der Schmitt-Trigger als Amplitudendiskriminator hoher Genauigkeit arbeiten soll. Dann legt man auf eine möglichst geringe Hysterese Wert, während die Flankensteilheit nur von zweitrangiger Bedeutung ist. Würde man die Rückkopplung noch weiter herabsetzen, so würde schließlich die Spannung in c nahezu sinusförmig verlaufen; wir hätten dann lediglich einen Gleichspannungsverstärker mit unterkritischer Rückkopplung vor uns.

Abb. 130/T VII möge die Leistungsfähigkeit der Schaltung nach Abb. 7 beweisen. Dargestellt ist eine Rechteckkurve mit einer Folgefrequenz von 500 kHz. In Wirklichkeit sind die Flankensteilheiten noch höher, weil hier bereits die Eigen-Anstiegszeit des verwendeten Oszillographen, die bei rund 80 ns lag, eine Rolle spielte. Die Abfallzeit der Schwingung in Abb. 130/T VII dürfte bei etwa 50 ns liegen, ein sehr brauchbarer Wert.

Abb. 131 zeigt eine erprobte Schmitt-Triggerschaltung mit sehr kleiner Hysterese. Wie man sieht, wird hier nicht nur die Anodenspannung der ersten Röhre am Anschluß des Gitter-Spannungsteilers auf etwa den dritten Teil der Maximalspannung reduziert, sondern der Spannungsteiler RR_1 ist zusätzlich so bemessen, daß der negative Spannungssprung am Gitter der zweiten Röhre recht klein ausfällt. Dadurch wird diese Röhre stets nur so weit herabgesteuert, daß

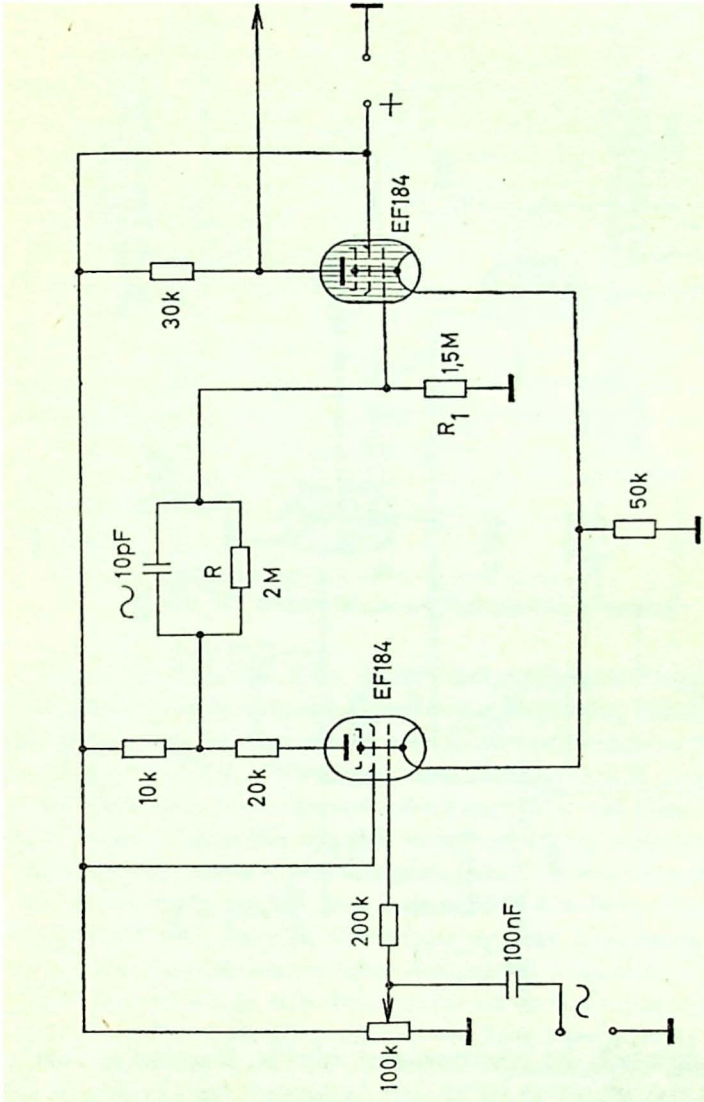


Abb. 131. Schmitt-Trigger mit kleiner Hysterese

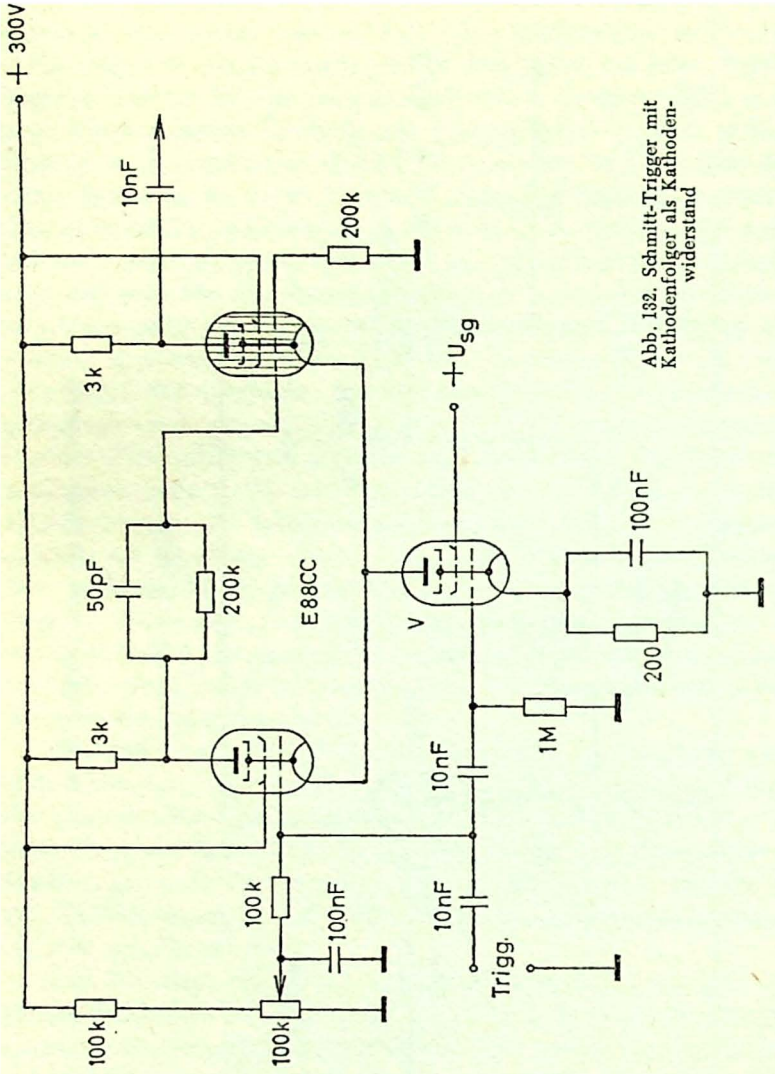


Abb. 132. Schmitt-Trigger mit Kathodenfolger als Kathodenwiderstand

sie kurz unterhalb der Sperrspannung arbeitet. Dasselbe gilt natürlich auch von der ersten Röhre. Die Anstiegzeit der Flanken ist mit etwa 50 μs recht groß.

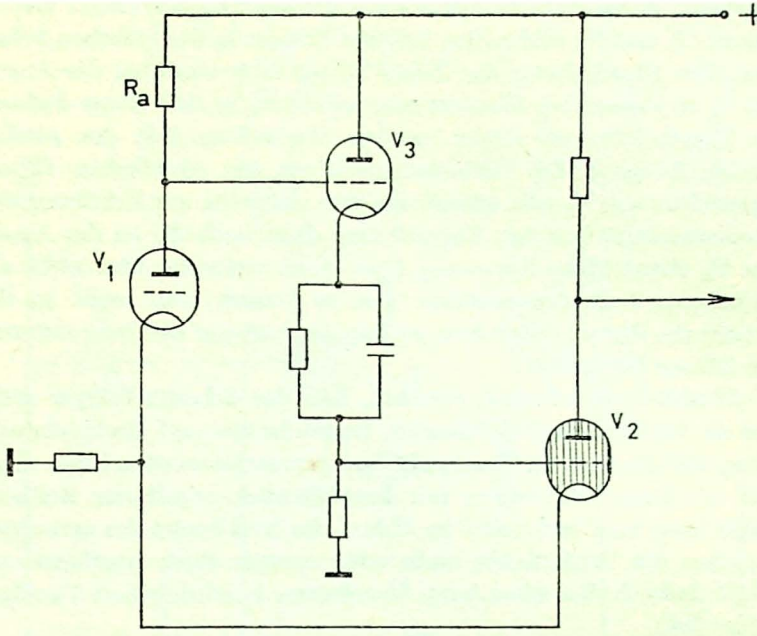


Abb. 133. Schmitt-Trigger mit Kathodenfolger-Kopplung

Mitunter legt man Wert darauf, daß der Schmitt-Trigger die angeschlossene Steuerspannungsquelle möglichst wenig belastet. Im allgemeinen trifft das ohnehin zu, weil ja die erste Röhre als Kathodenverstärker arbeitet. Gitterstrom kann dann praktisch nicht fließen. Ersetzt man den Kathodenwiderstand nach Abb. 132 durch eine Pentode V, die gleichzeitig von der Triggerspannung gesteuert wird, so bekommt man einen außerordentlich hohen dynamischen Kathodenwiderstand entsprechend dem Innenwiderstand dieser Pentode. Dadurch wird der Eingang der Schaltung sehr hochohmig, und die schädlichen Kapazitäten werden weitgehend kompensiert. Schaltungen dieser Art haben natürlich nur bei besonders hohen Ansprüchen einen Sinn. Dasselbe gilt auch von der Zwischenschaltung eines Kathodenverstärkers zwischen die beiden Röhrensysteme des Schmitt-Triggers, wie Abb. 133 zeigt. Hier wird die Anodenspannung von V_1 dem Gitter der als Kathodenverstärker wirkenden Röhre V_3

zugeführt, deren niederohmiger Kathodenausgang das Gitter von V_2 steuert. V_1 und V_2 bilden den Schmitt-Trigger in der üblichen Schaltung. Die Einschaltung der Röhre V_3 entlastet zunächst die Anode von V_1 in kapazitiver Hinsicht sehr erheblich, so daß schon dadurch die Umschaltflanken steiler werden. Außerdem lädt der niederohmige Ausgang des Kathodenverstärkers die schädlichen Gitterkapazitäten von V_2 sehr schnell um, was weiterhin zur Erhöhung der Flankensteilheit beiträgt. Koppelt man dann noch die an der Anode von V_2 abgegriffene Spannung über einen weiteren, hier nicht angedeuteten Kathodenverstärker aus, so kommt man wohl an die Grenze des derzeit Möglichen, soweit man sich auf die konventionellen Röhren beschränkt.

Abschließend sei noch erwähnt, daß der Schmitt-Trigger nicht nur als Amplituden-Diskriminator, Impulsformer und Rechteckgenerator, sondern auch als Phasenschieber verwendet werden kann. Ähnlich wie beim Univibrator mit kontinuierlich regelbarer Zeitkonstante kann man auch mit P in Abb. 7 die Rückflanke des erzeugten Impulses der Vorderflanke mehr oder weniger stark annähern und erhält dadurch den schon beim Univibrator beschriebenen Verzögerungseffekt.

7. Das Sanatron

Das Sanatron gehört zu der großen Gruppe der Phantastron-Schaltungen, die wir im einzelnen nicht besprechen wollen, weil ihre Anwendungsgebiete doch zu speziell sind. Alle diese Schaltungen nutzen u. a. den ausführlich besprochenen Miller-Effekt aus. In diese Gruppe gehört auch der freischwingende Miller-Transitron-Integrator, den wir in Abschnitt I ausführlich besprochen haben. Man kann ihn getriggert arbeiten lassen, indem man durch eine genügend hohe Vorspannung für eine Sperrung sorgt. Ein Nachteil dieser Schaltung ist darin zu sehen, daß die erzeugte Kippspannungsamplitude durch die Spannungsdaten bei der Stromübernahme begrenzt ist. Man kann daher die Schwingröhre nie voll aussteuern. Das in diesem Abschnitt zu besprechende Sanatron hingegen ermöglicht eine äußerst weitgehende Aussteuerung der Kippröhre, einerseits bis fast zur Betriebsspannung, anderseits bis zur Anoden-Restspannung,

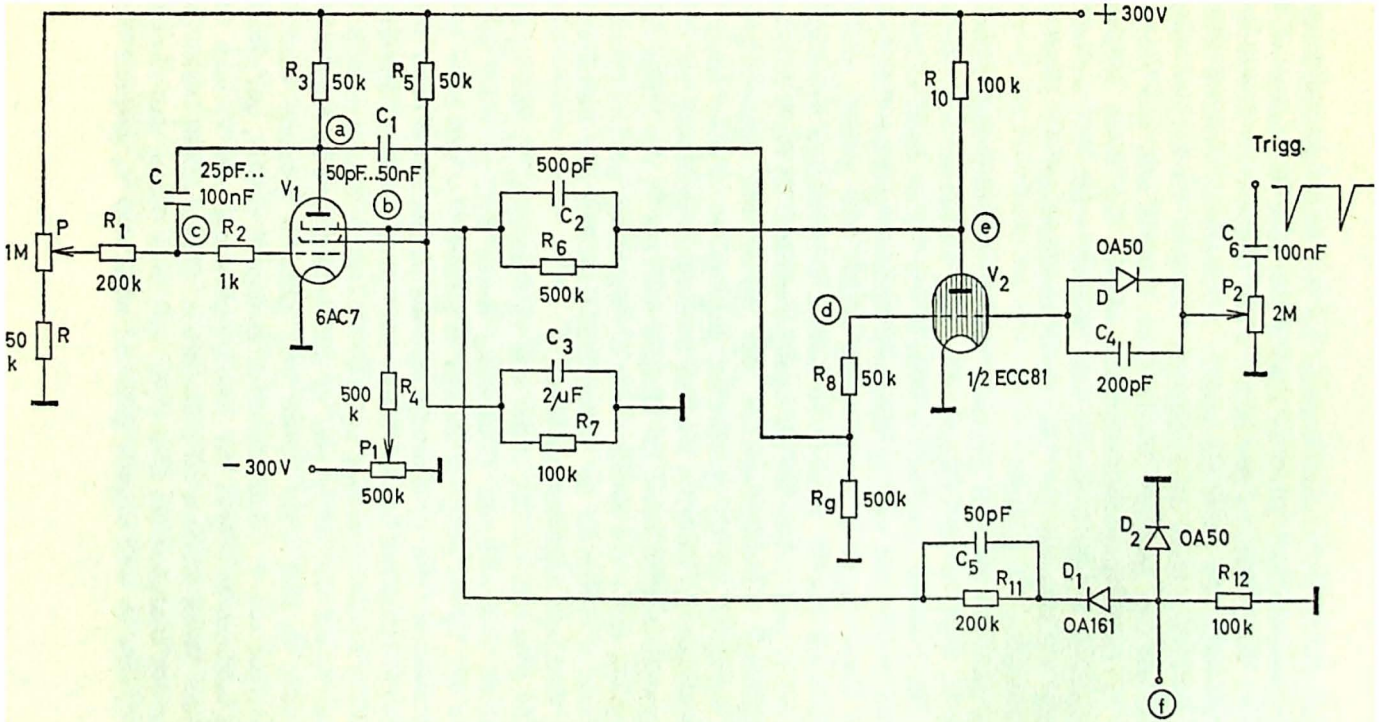


Abb. 134. Schaltung eines Sanatrons

gegeben durch die Grenzkennlinie im Anodenstrom-Anodenspannungs-Kennlinienfeld. Darüber hinaus läßt sich die Sanatronschaltung sehr exakt triggern und liefert einen Hinlauf mit hervorragender Linearität, der auch als exakter Zeitmaßstab benutzt werden kann. Außerdem lösen die Triggerimpulse nicht wie bei den meisten Schaltungen den Rücklauf, sondern den Hinlauf aus, was beispielsweise in Oszillographenschaltungen wegen der dann möglichen phasenstarren Synchronisierung sehr begrüßt wird. Wir wollen daher die Verhältnisse bei der Sanatronschaltung an Hand von Abb. 134 näher besprechen.

Im nicht getriggerten Zustand, also im Ruhezustand, leitet die Röhre V_2, weil ihr Steuergitter über R_8R_9 an Masse bzw. Kathode liegt. Das Potential im Punkt e (Anode von V_2) ist dann so niedrig, daß das Bremsgitter von V_2 über den Spannungsteiler $R_6R_4P_1$ eine relativ hohe negative Vorspannung erhält, die genügt, um den Anodenstrom von V_1 gesperrt zu halten. Der richtige Arbeitspunkt kann mit P_1 noch zusätzlich einreguliert werden. Es fließt jedoch ein beträchtlicher Schirmgitterstrom, der durch den Spannungsteiler R_5R_7, kapazitiv mit C_3 überbrückt, gegeben ist. Ferner hängt der Schirmgitterstrom natürlich von der Steuergitterspannung ab, die an P eingestellt werden kann. Im übrigen wird bei V_1 der Miller-Effekt ausgenützt, wofür der Kondensator C vorgesehen ist. Die Spannung im Punkt a entspricht im Ruhezustand nahezu der Betriebsspannung, weil kein Anodenstrom fließt.

Gibt man nun auf das Gitter von V_2 über DC_4, P_2 und C_6 einen negativen Triggerimpuls (Dosierung durch P_2), so wird an der Anode von V_2 ein positiver Impuls entstehen, der sich über R_6 auf das Bremsgitter von V_1 überträgt und damit den schon beim Miller-Transitron-Integrator beschriebenen Startsprung auslöst (kurzzeitiger Abfall der Anodenspannung in Punkt a). Dieser Sprung gelangt über C_1 und R_8 auf das Gitter von V_2 und erniedrigt den Anodenstrom zusätzlich, so daß diese Röhre jetzt gänzlich gesperrt wird. Das Bremsgitter von V_1 bleibt demnach genügend positiv, um nunmehr einen zeitlinearen Abfall der Anodenspannung von V_1 nach Maßgabe des Miller-Effektes zu ermöglichen. Dieser Abfall liefert einen dauernden Umladestrom über C_1R_9, und zwar derart, daß das Gitter von V_2 stets so weit negativ gehalten wird, daß V_2 gesperrt bleibt.

Der zeitlineare Miller-Abfall an V_1 vollzieht sich demnach ungestört, bis V_1 ihre Anoden-Restspannung erreicht hat. Dann verbleibt die Anodenspannung auf diesem Niveau, der Umladestrom durch C_1 verschwindet, das Gitter von V_2 wird positiver, die Röhre leitet und überträgt einen Spannungssprung über R_6 auf das Bremsgitter von V_1, so daß dieses wieder so negativ wird, daß der Anodenstrom verschwindet. Nunmehr springt die Spannung im Punkt a nach Maßgabe der durch R_3 und die kapazitive Belastung gegebenen Zeitkonstante wieder bis zur Betriebsspannung hoch. In dieser Stellung verharrt die Schaltung bis zum neuerlichen Eintreffen eines Triggerimpulses. Um dem System einen exakten negativen Impuls mit guter Flankensteilheit zuzuführen, ist die Parallelschaltung C_4D vorgesehen. Den am Bremsgitter beim Umkippen entstehenden Spannungssprung kann man weiterverwerten und den Impuls sauber begrenzen, wofür die Schaltglieder $R_{11}C_5D_1D_2R_{12}$ vorgesehen sind. Man erhält am Punkt f einen gut begrenzten negativen Impuls.

Wie die Beschreibung gezeigt hat, wird von dem Triggerimpuls über den sehr kurzzeitigen Startsprung sofort der H i n lauf ausgelöst. Die Kombination CR_1PR bestimmt im wesentlichen die Zeitkonstante des Miller-Abfalles. Auch die Zeitkonstante C_1R_9 geht in die Verhältnisse ein, wovon noch gesprochen werden soll.

An Hand der Oszillogramme Abb. 135—147 (Tafel VIII) wollen wir nun das Verhalten der Schaltung, auch in anormalen Zuständen, kennenlernen. Abb. 135/T VIII zeigt zunächst die Spannung in Punkt a bei einer mittleren Frequenz. Man erkennt die recht beträchtliche Rücklaufdauer, für die vor allem die Anodenkreis-Zeitkonstante von V_1 verantwortlich ist. R_3 ist im Interesse einer hohen Kippamplitude relativ groß gewählt, und C_1 sowie C belasten den Anodenkreis kapazitiv nicht unbeträchtlich. Die Kapazitäten C und C_1 werden — nebenbei bemerkt — in praktischen Geräten meist umschaltbar gemacht, um einen großen Kippfrequenzbereich zu erfassen. Hinsichtlich der prozentualen Rücklaufdauer, die sich beim Regeln an P ändert, sei auf die Ausführungen auf S. 71 verwiesen. Abb. 135/T VIII läßt auch deutlich den Startsprung und anschließend den extrem linearen Abfall erkennen. Bei geeigneten Röhren erhält man Linearitätsabweichungen weit unter 1 Prozent.

Abb. 136/T VIII zeigt den Spannungsverlauf am Steuergitter

von V_1, Punkt c. Im Augenblick des Rücklaufes springt die Gitterspannung hoch, da der dann an a auftretende positive Impuls über C an das Gitter gelangt. Dieser Impuls klingt während der Rücklaufzeit allmählich ab, und beim Einsetzen des Startsprunges wird auch die Gitterspannung sprunghaft negativer, um dann während des Miller-Abfalls wieder langsam bis zum nächsten positiven Sprung zu steigen. Abb. 137/T VIII zeigt die Spannungsverhältnisse am Bremsgitter von V_1, Punkt b. Beim Einsetzen des Rücklaufes wird die Bremsgitterspannung sprunghaft negativer, um dann nach Maßgabe der Zeitkonstante C_2R_6 relativ schnell wieder bis zu einem kleineren negativen Wert anzusteigen und dort so lange zu verbleiben, bis der Miller-Abfall von neuem einsetzt. Dann springt die Bremsgitterspannung in die Höhe, zunächst auf einen etwas höheren Wert, bis sich C_2 wieder umgeladen hat. Sie verbleibt nun während des Hinlaufes konstant bis zum nächsten Rücklauf.

Abb. 138/T VIII zeigt das Oszillogrammm am Gitter von V_2, jedoch bei etwas anderer Einstellung der Betriebsdaten gegenüber Abb. 135—137 (Tafel VIII). Der Rücklauf ist hier länger. Zum Vorlauf gehört der abfallende Teil der Kurve, der dem (differenzierten) Miller-Abfall in Punkt a entspricht. Hat die Röhre ihre Restspannung erreicht, so erfolgt der beschriebene Rückkopplungsvorgang, und die Gitterspannung von V_2 erreicht schnell positive Werte, die sie so lange beibehält, bis der nächste Triggerimpuls den Startsprung auslöst. Dieser Startsprung ist übrigens deutlich in Abb. 138/T VIII als kurzzeitiger, kaum sichtbarer Abfall der Spannung vor dem beginnenden Miller-Abfall zu sehen. Er wird sehr schnell über C_1 auf das Gitter von V_2 übertragen. Abb. 139/T VIII schließlich zeigt den Verlauf der Anodenspannung von V_2 (Punkt e), der gewissermaßen das Spiegelbild des Verlaufes in Punkt d ist. Während des Startsprunges von V_1 steigt die Anodenspannung von V_2 sprunghaft an, und der langsame Miller-Abfall macht sich nun auch in dieser Spannung durch einen langsamen Anstieg bemerkbar. Übrigens ist die Zeitkonstante C_1R_9 im Vergleich zur Miller-Zeitkonstante etwas zu groß gewesen, denn normalerweise sollte die Spannung am Gitter von V_2 zwar schnell abfallen, dann aber wegen des konstanten Stromes durch C_1 konstant bleiben. Bei der hier vorliegenden Einstellung war das nicht der Fall; die Zeitkonstante C_1R_9 war zu groß, so daß sich

der Umladestrom durch C_1 erst langsam eingependelt hätte. Der kurze Rücklauf in der Gitterspannung Abb. 138/T VIII erscheint auch in der Anodenspannung Abb. 139/T VIII als steil abfallende Linie. Von diesem Zeitpunkt ab leitet V_2 von neuem.

Ein besonders wichtiges Anwendungsgebiet der Sanatronschaltung ist die Zeitdehnung in Oszillographen. Wie gezeigt wurde, wartet die Schaltung nach Ablauf des Kippvorganges stets so lange, bis ein neuer Triggerimpuls eintrifft. Wählt man nun die Triggerperiode groß gegenüber der Dauer des Miller-Abfalles, so wird der Triggerimpuls am Punkt a einen Spannungsverlauf auslösen, wie er in Abb. 140/T VIII zu sehen ist. Infolge der jetzt kleinen Gitter-Zeitkonstante von V_1 verläuft der lineare Miller-Abfall sehr schnell, auch der Rücklauf geht schnell vonstatten. Dann erfolgt eine relativ lange Wartezeit bis zum nächsten Triggerimpuls.

Mit einer Spannung nach Abb. 140/T VIII als Zeitbasis in einem Oszillographen kann man daher eng zusammengedrängte Vorgänge zeitlich stark dehnen. So kann man z. B. den Vertikal-Impuls eines Fernsehgerätes damit „auseinanderziehen". Das soll an Hand der Abb. 141—143 (Tafel VIII) näher dargestellt werden. Abb. 141/ T VIII zeigt das Aussehen eines Impulses bei normaler periodischer Ablenkung eines Oszillographen. Es sind zwei Impulse abgebildet, da die Impuls-Folgefrequenz etwa doppelt so hoch wie die Zeitablenk-Frequenz war. Einzelheiten des Impulses sind überhaupt nicht zu erkennen. Stellt man diesen Impuls nun mit einer zeitgedehnten Ablenkspannung dar, wie das an Hand von Abb.140/ T VIII beschrieben wurde, so erhält man beispielsweise das Bild Abb. 142/ T VIII. Hier ist die Zeitablenkung schon so weit getrieben, daß der Abstand zwischen dem ersten Impuls und dem in Abb. 141/T VIII und 142/T VIII sichtbaren positiven Zipfel in Abb. 142/T VIII wesentlich vergrößert erscheint. Der zweite Impuls wird nicht mehr abgebildet, und der erste Impuls ist bereits etwas gedehnt. In Abb. 143/T VIII ist eine wesentlich größere Zeitdehnung angewandt worden, d. h., es wurde die Zeitkonstante im Gitterkreis von V_1 bei gleichbleibender Triggerperiode noch mehr verkleinert. Nunmehr nimmt der Impuls fast die ganze Leuchtschirmbreite ein; man sieht jetzt deutlich, daß er aus einer steilen negativen Front und einer wesentlich flacheren,exponentiell verlaufenden zwei-

ten Flanke besteht. Diese Oszillogramme beweisen die Brauchbarkeit der Sanatronschaltung speziell für oszillographische Zwecke; man macht daher gerne Gebrauch von ihr.

Die Oszillogramme Abb. 144—147 (Tafel VIII) zeigen einige abnormale Betriebszustände des Sanatrons. Macht man die Gitterkreis-Zeitkonstante von V_1 zu klein gegenüber der Zeitkonstante C_1R_9, so erhält man im Punkte a das Oszillogramm nach Abb. 144/T VIII. Nach Beendigung des Miller-Abfalles wird V_2 noch nicht gleich wieder entriegelt, weil sich C_1 zunächst noch weiter über R_9 infolge der großen Zeitkonstante entlädt. Infolgedessen kann die Bremsgitterspannung von V_1 noch nicht negativ werden, so daß nach wie vor Anodenstrom in V_1 fließt, der den Punkt a auf niederem Potential festhält („Verweilzeit"). Erst wenn C_1 gänzlich umgeladen ist, beginnt V_2 zu leiten, und die Bremsgitterspannung springt ins Negative, so daß auch die Spannung in Punkt a hochspringen kann. Man sieht übrigens, daß in diesem Oszillogramm die Summe aus Rücklauf- und Wartezeit wesentlich größer als die eigentliche Hinlaufzeit ist; das entspricht einer starken Zeitdehnung.

Beim Arbeiten mit einer Schaltung nach Abb. 134 ergab sich bei einer bestimmten Einstellung von P und P_1 und einem Zeitkonstantenverhältnis, wie es Abb. 144/T VIII zugrunde lag, plötzlich ein Oszillogramm nach Abb. 145/T VIII. Man sieht, daß die vorhin besprochene Verweilzeit von regelmäßig aufeinander folgenden Schwingungen ausgefüllt ist. Zur weiteren Untersuchung dieser Erscheinung wurde die Röhre V_2 gänzlich entfernt, und die Schwingung blieb bestehen. In den Abb. 146 und 147 (Tafel VIII) wurden Einzelheiten der Schwingungen photographiert. Es handelt sich um folgende Erscheinung:

Während der Verweilzeit (Abb. 144/T VIII) ist die Anodenspannung an V_1 relativ niedrig, während das Bremsgitter ungefähr auf Anodenpotential liegt. Unterschreitet nun die Anodenspannung mehr und mehr einen bestimmten Wert, so treten in V_1 Sekundäremissionseffekte auf. Ein erheblicher Teil des Kathodenstroms geht jetzt zum Steuergitter über, wie man aus Abb. 147/T VIII deutlich erkennt. Dieses Oszillogramm zeigt den Verlauf der Steuergitterspannung in Punkt c. Der steile Anstieg am Gitter mit dem gleichzeitigen steilen Anstieg der Anodenspannung beweist deutlich das

sprunghafte Auftreten von Sekundäremission, die den Anodenstrom rapid verkleinert, den Gitterstrom ebenso rapid vergrößert. Es tritt der von Dynatron her bekannte Effekt deutlich zutage. Nach dem Abklingen dieses Effektes steigt zwar die Anodenspannung noch langsam an, die Gitterspannung dagegen fällt schon wieder ab, und schließlich ist die Sekundäremission so geringfügig geworden, daß neuerlich Anodenstrom zustande kommt, der den Startsprung hervorruft. Anschließend erfolgt der normale Miller-Abfall, bis die Anodenspannung wieder so weit gesunken ist, daß sich neuerlich Sekundäremission einstellen kann. Dieser Zustand läßt sich natürlich nur bei einem bestimmten Bremsgitter- und Schirmgitterpotential hervorrufen, die näheren Umstände seien nicht weiter erläutert. Immerhin ist es interessant zu sehen, wie sich Erscheinungen, die zunächst unerklärlich sind, auf bekannte elektronische Vorgänge zurückführen lassen. Der Dynatron-Effekt ist meist unerwünscht und muß in praktischen Schaltungen durch geeignete Dimensionierung der Einzelteile bzw. der Spannungen nach Möglichkeit vermieden werden.

Von der Sanatronschaltung gibt es noch einige Varianten, die aber an der grundsätzlichen Wirkungsweise nichts ändern. Erwähnt sei, daß man mit Schaltdioden die Länge des Miller-Abfalles sehr genau einstellen kann; so kann man das Bremsgitter und die Anode mit vorgespannten Dioden verbinden, die normalerweise nicht leiten, jedoch leitend werden, wenn Bremsgitter- und Anodenspannung bestimmte Werte über- bzw. unterschreiten. Hiervon macht man häufig Gebrauch, wenn die Schaltung zur exakten Zeitmessung verwendet werden soll. Diesem Zweck dienen ja auch die verschiedenen Phantastron-Anordnungen, die speziell für Radarzwecke im zweiten Weltkrieg entwickelt wurden. Das einfachste Phantastron erhält man aus dem nicht selbstschwingenden Miller-Integrator, indem man einen Kathodenwiderstand einfügt. Dem entsprechend vorgespannten Bremsgitter wird der Triggerimpuls zugeführt, das Schirmgitter erhält eine konstante Vorspannung über einen Widerstand. Im Ruhezustand fließt kein Anodenstrom, dagegen ein erheblicher Schirmgitterstrom. Gibt man nun dem Bremsgitter einen positiven Impuls, so beginnt Anodenstrom zu fließen, die Schirmgitterspannung steigt, und es setzt der normale Miller-Abfall ein, bis die

Anodenspannung weit genug abgefallen ist. Dann verriegelt sich die Schaltung infolge Stromübernahme wieder von selbst, und der Anodenstrom verschwindet. Die Schaltung wartet auf einen neuen Impuls, der wiederum den Miller-Abfall auslöst. Auch die ausführlich besprochene Transitron-Schaltung wird in ihrer unselbständig kippenden Form als Phantastron bezeichnet. Hier erfolgt die Stromübernahme bekanntlich durch die Kopplung zwischen Schirmgitter und Bremsgitter. Das Bremsgitter jedoch ist so weit negativ vorgespannt, daß ein selbsttätiges Schwingen nicht eintreten kann. Erst ein positiver Impuls auf das Bremsgitter löst den Miller-Abfall aus, anschließend springt die Anodenspannung wegen der neuerlich erfolgenden Stromverteilung, wie früher ausführlich beschrieben, wieder hoch. Wir wollen diese Schaltungen nicht näher behandeln, da sie nur eine sehr spezielle Bedeutung haben [2, 3, 5, 8, 10, 11—13, 16, 20, 23, 24, 29, 33—37, 39, 42, 48, 51—55, 57, 61, 63, 71, 73—77, 81, 85, 93, 95—97, 106].

Die vorstehend besprochenen Schaltungen dürften gezeigt haben, wie die in der allgemeinen Elektronik wichtigsten Anordnungen arbeiten und wie sie sich verhalten. Es gibt natürlich noch zahlreiche Abarten und Variationen der besprochenen Systeme. Indessen lassen sich wohl die meisten Schaltungen auf die in diesem Kapitel behandelten Grundanordnungen zurückführen, was dem weit genug in die Praxis eingedrungenen Leser nicht schwerfallen dürfte.

Drittes Kapitel:
Praxis der Impulsformerschaltungen

Der Begriff „Impulsformer" hat in der praktischen Impulstechnik eine nicht immer einheitliche Bedeutung. So werden z. B. monostabile Röhrenschaltungen, also Univibratoren, aber auch Schmitt-Trigger usw. häufig als Impulsformer bezeichnet, weil sie einen schlecht geformten oder verrundeten Impuls in einen solchen mit scharf begrenzten Flanken und einheitlicher Breite zu verwandeln vermögen. Von diesen Schaltungen soll in dem vorliegenden Kapitel jedoch nicht die Rede sein, denn sie wurden schon ausführlich erörtert. Wir wollen hier unter Impulsformern Einrichtungen verstehen, die einen Impuls zunächst beliebiger Art in seinem zeitlichen Verlauf in verschiedenartiger Weise beeinflussen können. So werden im ersten Hauptabschnitt die Begrenzer- und Clipperschaltungen besprochen, mit denen man bestimmte Teile von Impulsen wegschneiden kann oder mit denen sich der zeitliche Verlauf des Impulses z. B. in den Flanken beeinflussen läßt. Die sogenannten Klammerschaltungen, denen der zweite Hauptabschnitt gewidmet ist, stellen Beziehungen zwischen der Gleichstromkomponente von Impulsen, ihrer Polarität und ihrem zeitlichen Verlauf her. Im dritten Abschnitt wird die Impulsintegration behandelt, die in der Impulstechnik eine überragende Rolle spielt. Es gibt wohl keine Impulsschaltung, in der nicht davon Gebrauch gemacht wird. Das gleiche gilt für die Differenzierschaltungen.

I. Begrenzer- und Clipperschaltungen

Hierher gehören zunächst die Abschneideschaltungen, mit deren Hilfe positive oder negative Impulsteile abgeschnitten werden können. Die Begrenzerschaltungen dagegen sollen meist aus Sinusspannungen Rechteckspannungen herstellen bzw. die Impulsflanken verbessern.

1. Einfach-Clipper mit Dioden

Häufig steht man vor der Aufgabe, positive oder negative Teile einer Impulsperiode zu unterdrücken. Wenn man z. B. eine Rechteckspannung differenziert — davon wird in Abschnitt IV noch gesprochen werden — so erhält man Impulse, deren Polarität in regelmäßiger Aufeinanderfolge wechselt. Häufig ist man nur an positiven oder nur an negativen Impulsen interessiert. Der Impulsteil mit der nicht gewünschten Polarität muß dann beseitigt werden. Hierfür verwendet man die sogenannten Clipperschaltungen, von denen Abb. 148 ein einfaches Beispiel bringt.

Die an den Eingang gelegte Rechteckspannung wird durch das Glied CR differenziert. Man erhält dann (s. Abschnitt IV) negativ und positiv gerichtete Impulse. In Abb. 148 liegt nun parallel zu R, an dem diese Impulsreihe auftritt, eine Diode D mit einer solchen Polarität, daß sie geöffnet wird, wenn das obere Ende der Diode positiv gegenüber dem unteren ist. Das Oszillogramm Abb. 149/T VIII zeigt diese Wirkung. Die Unterdrückung des positiven Impulses ist zwar absolut unvollständig, aber man erkennt deutlich die Wirkung der Diode. Oberhalb eines bestimmten Spannungswertes in positiver Richtung kann die Spannung nicht mehr ansteigen, weil dort die Diode öffnet. Erst nachdem der positive Impuls weiter abgeklungen ist, wird die Diode von neuem gesperrt, und das restliche Ende des Impulses strebt der Nullinie zu.

Der absolute Wert des an der Diode noch verbleibenden positiven Spannungsrestes hängt nur von den Eigenschaften der Diode selbst ab. Er ist nie scharf definiert, weil eine normale Germaniumdiode niemals sprunghaft vom Sperrgebiet in das Leitgebiet überwechselt; über diese Fragen wird ausführlich der zweite Band der

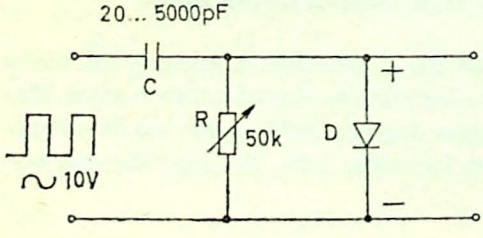


Abb. 148. Einfache Schaltung zur Impulsabschneidung

„Impulspraxis" berichten. Hier wollen wir uns nur merken, daß es vom technologischen Aufbau der Diode abhängt, bei welchem Spannungswert ihr Widerstand plötzlich extrem klein wird. In Abb. 149/T VIII kam z. B. eine Siliziumdiode S 35 zur Verwendung. Sie ist in der Schaltung Abb. 148 nicht gut brauchbar, da ein erheblicher Spannungsbetrag erforderlich ist, um sie in Gebiete sehr kleinen Widerstandes zu steuern. Dafür hat diese Diode hervorragende Eigenschaften in der Sperrichtung. Ersetzt man sie durch eine Golddrahtdiode OA 5, so erhält man das Oszillogramm nach Abb. 150/T VIII. Diese Diode wird schon bei wesentlich kleineren Spannungen geöffnet, so daß ihre Kurzschlußwirkung früher zutage tritt; der verbleibende positive Impulsrest ist demnach viel geringer als in Abb. 149/T VIII.

Der Absolutwert des verbleibenden Spannungsrestes ist häufig nicht ausschlaggebend; viel öfter kommt es auf das Verhältnis zwischen der Amplitude des nicht abzuriegelnden Impulsteiles und der zu unterdrückenden Amplitude an. Dieses Verhältnis wird naturgemäß bei einer Diode mit genügend hoher Sperrspannung um so besser, je höher die Impulsamplitude der Spannung hinter dem Differenzierglied ist. Beträgt diese z. B. 100 V und wird die Diode bei einer Spannung von beispielsweise 1 V in Flußrichtung durchlässig, so beträgt die Restspannung nur noch $^1/_{100}$ der erwünschten Spannung anderer Polarität. Hat die Impulsamplitude dagegen nur 10 V, so hat sich dieses Verhältnis schon auf 1 : 10 vergrößert, was häufig nicht mehr ausreicht. Man wird daher bei solchen Schaltungen stets prüfen müssen, ob die zur Verfügung stehende Amplitude groß genug gegenüber der Spannung ist, bei der die Diode in Durchlaßrichtung noch einen hohen Widerstand aufweist. Selbstverständlich spielt der Wert des Kondensators C und des Widerstandes R ebenfalls eine Rolle bei der Beurteilung; kleine Werte von C lassen den Durchlaßstrom der Diode schnell abklingen, große Werte von R sind insofern günstig, als dann der Durchlaßwiderstand von D klein gegenüber R ist. Gleichungen mit allen diesen Werten lassen sich jederzeit aufstellen.

2. Doppel-Clipper mit Dioden

Es gibt Schaltungen, in denen auch kleine Reste von Impulsspannungen mit unerwünschter Polarität untragbar sind. Das gilt z. B. für bestimmte Abarten getriggerter Univibratoren, die in ihrem Arbeiten durch geringe Impulsreste unerwünschter Polarität

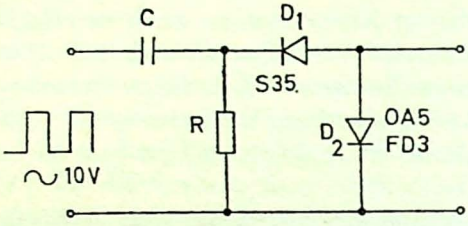


Abb. 151. Schaltung mit doppelter Diodenabschneidung

gestört werden können. Man kann sich dann mit Vorteil einer Schaltung nach Abb. 151 bedienen, die zwei Dioden enthält. Von der differenzierten Rechteckspannung soll nur der negative Impulsteil erscheinen, der positive dagegen so gut wie möglich unterdrückt werden. Die beiden Dioden unterstützen sich in ihrer Wirkung; D_1 unterdrückt zunächst den positiven Anteil, weil sie hierfür in Sperrrichtung gepolt ist. Der noch verbleibende positive Rest wird von D_2 weitgehend kurzgeschlossen. D_1 soll in dieser Schaltung einen möglichst hohen Sperrwiderstand haben, so daß sich z. B. die Siliziumdiode S 35 empfiehlt. D_2 dagegen soll schon bei möglichst kleinen Spannungen voll geöffnet werden. Deshalb sind hier Dioden vom Typ OA 5, FD 3 usw. empfehlenswert. Man erhält dann ein Oszillogramm etwa nach Abb. 152/T VIII, bei dem der positive Impulsteil, verglichen mit Abb. 150/T VIII, noch kleiner geworden ist. Eine vollständige Unterdrückung allerdings läßt sich kaum erzielen, jedoch annähern, wenn man die Spannungsverhältnisse richtig wählt. Häufig ist das möglich.

3. Pentoden-Clipper

Schaltungen der jetzt zu besprechenden Art erfüllen auch weitgehende Ansprüche. Eine absolute Unterdrückung der unerwünsch-

ten Spannung ist mit einfachen Diodenschaltungen naturgemäß niemals möglich. Dagegen lassen sich mit einfachen Röhrenschaltungen ideale Verhältnisse verwirklichen. Abb. 153 zeigt z. B. eine mit einer Pentode arbeitende Schaltung, die außerdem noch zwei Halbleiterdioden enthält. Am Eingang b liegt eine Rechteckspannung, die über CR differenziert wird. Außerdem schneidet die Diode FD 3 bereits einen Teil des negativ gerichteten Impulsteiles ab. Diese Spannung gelangt über C_1 zum Steuergitter der Röhre V, und die Zeitkonstante C_1R_1 soll groß gegenüber der Folgefrequenz der steuernden Rechteckspannung sein. Die positive Flanke steuert nun die Röhre bis ins Gitterstromgebiet hinein, und nach einigen Perioden ist C_1 so weit aufgeladen, daß die negative Flanke die Röhre V bereits im Sperrgebiet vorfindet. Infolgedessen kann sich nur die positive Flanke auswirken. Besonders wirksam wird dieser Effekt bei einer kleinen Schirmgitter- und Anodenspannung, da dann schon kleine Gitterspannungen genügen, um Gitterstrom hervorzurufen, der für die Aufladung von C_1 maßgebend ist. Wir erhalten dem-

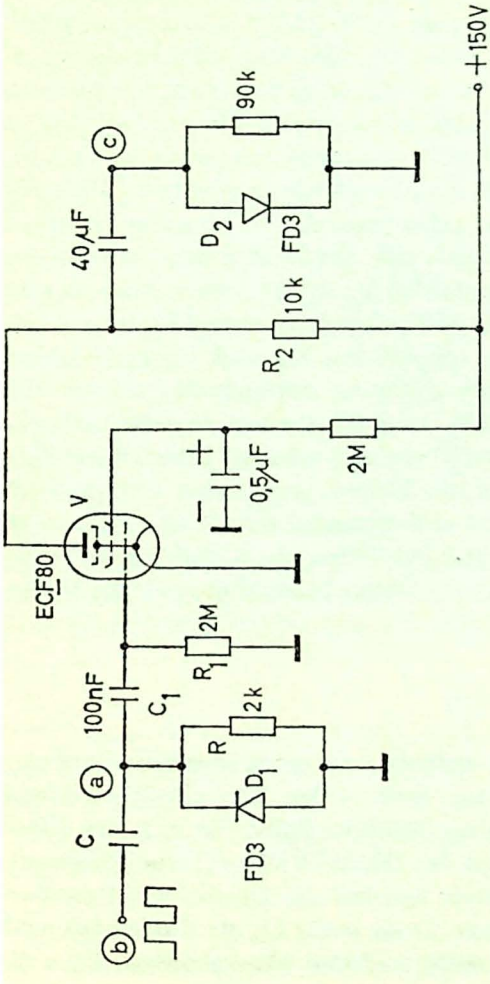


Abb. 153. Abschneideschaltung mit Pentode und Dioden

nach nur Anodenstromstöße und nur Anodenspannungsabfall an R_2, wenn die positive Rechteckspannung wirksam ist.

Eventuell noch vorhandene geringe Reste der negativen Flanke, die z. B. bei nicht genügender Aussteuerung der Röhre infolge einer zu kleinen Amplitude auftreten können, werden durch die Germaniumdiode D_2 unterdrückt. Bei Einhaltung aller dieser Vorsichtsmaßnahmen erhält man schließlich am Punkt c von Abb. 153 eine saubere Impulsspannung in negativer Richtung; positive Impulsreste sind überhaupt nicht mehr zu erkennen. Abb. 154/T VIII zeigt z. B. die Spannung an Punkt b und c von Abb. 153. Man erkennt den scharfen, eindeutigen Impuls an c (unteres Bild) bei eintreffender positiver Impulsflanke (oberes Bild). Die negative Flanke erscheint im unteren Bild überhaupt nicht mehr. Dagegen zeigt Abb. 155/T VIII, daß am Anschluß a (oberes Bild) in Vergleich zu c (unteres Bild) sehr wohl noch ein Impulsrest zu erkennen ist, der von der negativen Flanke herrührt. Er wird durch die anschließenden Schaltorgane jedoch, wie gezeigt, völlig unterdrückt. Nicht immer braucht man alle in Abb. 153 vorgesehenen Maßnahmen zu ergreifen; ist z. B. die Impulsamplitude groß genug, so können D_1 und D_2 auch fehlen, weil dann V durch den Gitterstrom so weit negativ vorgespannt wird, daß auch die vor C_1 nicht unterdrückte negative Impulsflanke niemals mehr im Anodenstrom erscheinen kann. Eine kleine Zeitkonstante R_1C_1 jedoch sowie zu kleine Amplituden erfordern oft Hilfsmaßnahmen in Form der besprochenen Abschneidedioden. Trioden sind ungünstiger, weil bei ihnen die Gefahr einer kapazitiven Übertragung der unerwünschten Spannung über die Gitter-Anodenkapazität besteht.

4. Begrenzer mit Dioden

Häufig steht man vor der Aufgabe, aus einer Sinusspannung eine möglichst rechteckige Spannung herzustellen. Ein primitives Mittel hierfür, das nur unvollkommene Resultate liefert, ist z. B. die Schaltung nach Abb. 156. Hier wird der Diode D_1 über C eine Sinusspannung zugeführt, deren negativer Scheitel die Diode D_1 bei entsprechendem Spannungswert öffnet. Dann wirkt D_1 als Kurzschluß, und der Scheitel der Sinus-Halbwelle erscheint abgeschnitten. Über C_1

gelangt die gleiche Spannung zur Diode D_2, die umgekehrt wie D_1 gepolt ist. Infolgedessen wird diese Diode bei entsprechend hohen positiven Spannungen leitend, so daß die positive Halbwelle abgeschnitten erscheint. Der Zeitpunkt, zu dem dieses Abschneiden bei den beiden Dioden einsetzt, hängt von den Daten der Dioden, von den Widerständen R und R_1 sowie von der Amplitude der angelegten Spannung ab. Bei genügend großen Zeitkonstanten CR bzw. C_1R_1 erhalten die Kondensatoren eine konstante Ladung, die Dioden also eine entsprechend große Vorspannung, so daß man dadurch den Zeitpunkt des Öffnens der Dioden hinausschieben kann. Selbstverständlich lassen sich die Dioden auch durch eine fremde Vorspannung zusätzlich sperren. Das Oszillogramm Abb. 157/T VIII zeigt das Aussehen der Spannung an der zweiten Diode D_2 bei einer Eingangsspannung von etwa 10 V_{eff}. Der Abschneideeffekt ist zwar deutlich zu sehen, die Flankensteilheit jedoch entspricht nur der einer normalen Sinusspannung in der Nähe des Nulldurchgangs. Die Flanken erscheinen naturgemäß um so steiler, je höher man die Spannung macht; eine größere Steilheit als durch die Sinusspannung gegeben, kann aber mit einer solchen Anordnung nicht erzielt werden, so daß die Schaltung nur sehr beschränkt brauchbar ist. Ersetzt man die Dioden OA 85 in Abb. 156 durch den Typ FD 3, der bereits bei kleineren Spannungen zu leiten beginnt, so erhält man ein Oszillogramm nach Abb. 158/T VIII, das einer Rechteckspannung schon eher gleicht. Hinsichtlich der Flankensteilheit gelten jedoch die gleichen Betrachtungen wie bei Abb. 157/T VIII.

Läßt man eine der Dioden fort, so bekommt man naturgemäß nur eine einfache Begrenzung. Das Oszillogramm Abb. 159/T IX er-

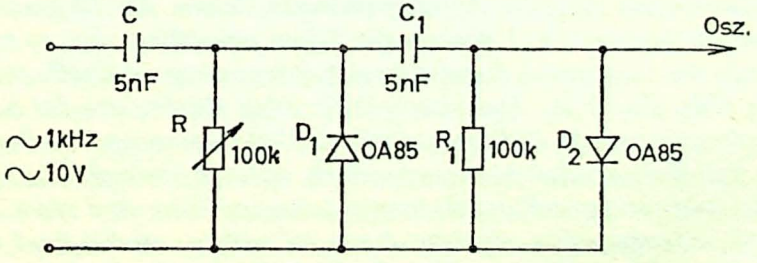


Abb. 156. Doppelbegrenzerschaltung mit Dioden

gibt sich beispielsweise, wenn man die Diode D_1 fortläßt. Jetzt wird nur die positive Halbwelle begrenzt. Bei Abb. 159/T IX arbeitete eine Röhrendiode EAA 91. Sie hat wegen des Anlaufstromes den Nachteil, daß sie nur langsam vom nichtleitenden in das leitende Gebiet gesteuert wird; deshalb ist der horinzontale Teil nur sehr unscharf von den Flanken abgegrenzt. Bessere Verhältnisse ergeben sich, wenn man die Germaniumdiode FD 3 in der gleichen Schaltung bei den gleichen Daten verwendet. Man erhält dann das Oszillogramm Abb. 160/T IX und erkennt, daß sich nunmehr ein relativ scharf begrenztes Impulsdach ausbildet. Gleichzeitig sieht man, daß die negative Halbwelle nicht im geringsten beeinflußt wird, ein deutliches Zeichen für den hohen Sperrwiderstand dieser Diode.

5. Pentodenbegrenzer

Mit Pentoden lassen sich wesentlich wirkungsvollere Begrenzerschaltungen aufbauen. Abb. 161 zeigt die Versuchsschaltung für einen Pentodenbegrenzer. Im Anoden- und Schirmgitterkreis liegen regelbare Widerstände, das Schirmgitter ist blockiert, damit seine Spannung während der Aussteuerung konstant bleibt. An das Steuergitter wird eine Sinusspannung gelegt. Ist die Anodenspannung wesentlich größer als die Schirmgitterspannung und steuert man die Röhre aus, so erhält man ein Oszillogramm nach Abb. 162/T IX. Die Aussteuerung ist so groß gewählt, daß die negative Halbwelle der gitterseitigen Steuerspannung bereits links vom Kennlinienknick liegt. Wir erhalten daher eine Anodenwechselspannung, die in ihren positiven Werten relativ gut begrenzt ist. Die negative Seite ist zwar etwas verformt, von einer Begrenzung kann jedoch keine Rede sein. Verringern wir nun die Anodenspannung, lassen die Schirmgitterspannung konstant und steuern die Röhre neuerdings aus, so erhalten wir bei annähernd der gleichen Aussteuerung ein Oszillogramm nach Abb. 163/T IX. Das obere Dach rührt wieder von der Kennlinienbegrenzung in Richtung negativer Gitterspannung her, der untere Teil dagegen hat einen wesentlich anderen Verlauf. Die Spannung sinkt zuerst steil herab, um auf diesem Wert aber nicht horizontal weiterzulaufen, sondern etwas zu steigen, anschließend wieder abzufallen und neuerdings hochzuspringen. Nach dem ersten

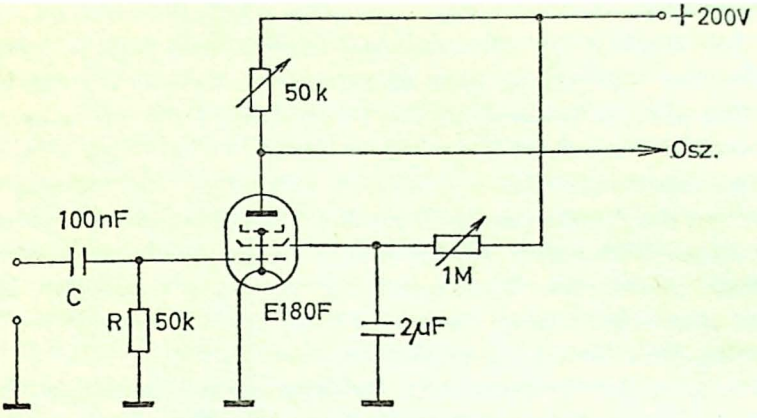


Abb. 161. Schaltung eines Pentodenbegrenzers

steilen Abfall ist nämlich die Anodenspannung so weit unter die Schirmgitterspannung gesunken, daß Stromübernahme eintritt; der Anodenstrom verkleinert sich, dafür wächst der Schirmgitterstrom, und die Anodenspannung steigt im positivsten Teil der steuernden Gitter-Wechselspannung etwas an. Verringert sich nun die steuernde Gitterwechselspannung wegen des Abfalles der positiven Halbwelle, so wird der Anodenstrom wieder größer, die Anodenspannung fällt, um anschließend beim Abfall der Steuerspannung gegen Null wieder stark anzusteigen.

Durch eine sorgfältige Wahl des Verhältnisses zwischen Schirmgitter- und Anodenspannung kann man eine absolut horizontale untere Begrenzung erzielen und bekommt somit eine annähernde Rechteckspannung, die um so besser ausfällt, je größer man die Steuerspannung macht. Das Oszillogramm Abb. 164/T IX beispielsweise wurde mit einer höheren Steuerspannung gewonnen; gleichzeitig wurde die Zeitkonstante CR in Abb. 161 wesentlich größer als die Periodendauer der steuernden Sinusspannung gewählt. In diesem Fall tritt nicht nur Stromübernahme, sondern auch Gitterstrom auf, wenn die positive Halbwelle der Steuerspannung erscheint. Wegen der großen Zeitkonstante CR erhält die Röhre eine zusätzliche negative Vorspannung, die dafür sorgt, daß die Verriegelungszeit der Röhre länger als die Entriegelungszeit ist. Die Rechteckspannung wird dann unsymmetrisch, hat aber, wie

Abb. 164/T IX deutlich zeigt, sehr steile Flanken. Außerdem sieht man den Einfluß des Gitterstromes in den zwei kleinen unteren Zipfeln; der Gitterstrom geht sofort zurück, weil sich nunmehr C über den kleinen Widerstand der Gitter-Kathodenstrecke schnell so weit entlädt, bis das Gitter keinen Strom mehr führt. Die nunmehrige horizontale Linie verdankt man dem Stromübernahme-Effekt von der Anode zum Schirmgitter. Anschließend setzt neuerlich kurzzeitiger Gitterstrom ein, bis schließlich die Anodenspannung bei weiterem Abfall der Steuerspannung sprunghaft ansteigt. Dann kommt eine relativ lange Pause, weil die zusätzliche negative Vorspannung die Röhre entsprechend lange verriegelt.

Wie man den besprochenen Oszillogrammen entnehmen kann, lassen sich durch einfache Dimensionierung der Spannungen an einer Pentode die verschiedenartigsten Kurvenformen einstellen. Die Pentode ist der jetzt zu besprechenden Triode übrigens dadurch überlegen, daß man eine zweiseitige Begrenzung auch ohne Gitterstrom, lediglich durch Ausnützung des Stromübernahme-Effektes, herstellen kann, wie Abb. 163/T IX zeigte. Der Steuergenerator wird also bei passender Einstellung von diesem Pentodenbegrenzer überhaupt nicht belastet. Die Flankensteilheit kann bei dieser Schaltung größer als die maximale Steilheit einer Sinuskurve werden, was vom Verhältnis der Steueramplitude zum Aussteuerungsbereich der Kennlinie abhängt. Bei sehr hohen Frequenzen machen sich natürlich, wie bereits bei den Impulsgeneratoren besprochen, schädliche Kapazitäten parallel zum Anodenwiderstand störend bemerkbar.

6. Triodenbegrenzer

Wenn wir in Abb. 161 Schirmgitter, Bremsgitter und Anode miteinander verbinden, so erhalten wir eine Triode. Jedem Radioamateur ist bekannt, daß man durch Übersteuerung einer Röhre einen hohen Klirrfaktor erzielt. Das ist einerseits auf Nichtlinearitäten der Kennlinie, anderseits bei Überschreiten des Aussteuerungsbereichs darauf zurückzuführen, daß eine doppelseitige Begrenzung der Sinusspannung erfolgt. Die negative Halbwelle der Spannung wird, wie schon vorhin beschrieben, durch den Kennlinienfußpunkt der Röhre, die positive Halbwelle dagegen durch den Gitterstrom be-

grenzt. Dann öffnet die als Diode wirkende Strecke Gitter-Kathode, es fließt ein starker Gitterstrom und der Widerstand zwischen Gitter und Kathode wird so klein, daß die positive Halbwelle der Steuerspannung abgeschnitten wird. Das zeigt das Oszillogramm Abb. 165/T IX. Auch hier ist die Zeitkonstante CR groß gegenüber der Periode der Sinusschwingung, so daß die Rechteckspannung unsymmetrisch ist. Die untere Begrenzung der Kurve in Abb. 165/T IX gehört zum Auftreten des Gitterstromes in der Triode, die obere Begrenzung wird durch Überschreitung des Kennlinienfußpunktes hervorgerufen. Wie man sieht, sind die mit einer Triode erzielbaren Rechteckspannungen nicht so gut wie mit einer Pentode. Das liegt einerseits an dem größer gewordenen Aussteuerungsbereich, anderseits daran, daß der Gitterstromeffekt nicht die Wirksamkeit wie der Effekt der Stromübernahme hat. Immerhin reichen Kurven nach Abb. 165 manchmal schon aus [8, 10, 16, 20, 37].

II. Klammerschaltungen

1. Grundsätzliche Wirkungsweise

Unter Klammerschaltungen (englisch clamper) versteht man Anordnungen, mit deren Hilfe man die Gleichspannungskomponente eines impulsförmigen Signals wiedergewinnen kann. Abb. 166 zeigt eine solche Schaltung. Denken wir uns zunächst den Schalter S geöffnet, so liegt zwischen dem Impulsgenerator und dem Ausgang

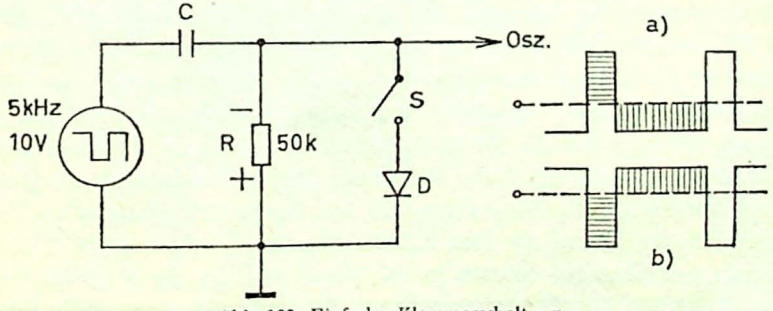


Abb. 166. Einfache Klammerschaltung

eine Kapazität C. Am Widerstand R entsteht dann ein Signal, das unabhängig von der Form der Eingangsspannung keine Gleichspannungskomponente aufweist, denn hierfür ist ja C nicht durchlässig. Am einfachsten ist die Sachlage, wenn die Eingangsspannung aus absolut symmetrischen Rechteckwellen besteht. Diese Spannung pendelt dann um eine Nullinie herum, die die Rechteckwellen in vertikaler Richtung genau halbiert. Beispielsweise zeigt das Oszillogramm Abb. 167/T IX solch einen Fall. Der lange waagerechte Strich in der Mitte entspricht dem Bezugspotential, der Nullinie. Man gewinnt es, wenn man die Ablenkplatten des Oszillographen galvanisch an den Widerstand R in Abb. 166 anschließt. Liegt eine kapazitive Trennung zwischen Eingang und Ausgang vor, so entsprechen stets die Flächen des Signals oberhalb der Nullinie denen unterhalb davon. Wäre ein Signal unsymmetrisch, wären z. B. die positiven Hälften wesentlich kürzer als die negativen, so würde die Nullinie nicht mehr die Spannung genau halbieren, sondern sie würde weiter nach unten gehen. Wir würden das Oszillogramm nach Bild a (Abb. 166) erhalten. Wären die negativen Spannungsteile wesentlich kürzer als die positiven, so würde die Nullinie nach oben wandern, wie das Fig. b in Abb. 166 andeutet. Stets müssen die schraffierten Flächen einander gleich sein. Dementsprechend stellt sich die Nullinie automatisch ein.

Wenn wir nun den Schalter S in Abb. 166 einschalten, so kommt im Kreis rechts vom Kondensator C ein Gleichstrom zustande. Er ruft an R einen Spannungsabfall mit der angedeuteten Polarität hervor. Es bildet sich nunmehr eine solche Gleichspannung aus, daß sich die Nullinie ganz nach oben verschiebt. Für eine symmetrische Rechteckspannung erhalten wir das Oszillogramm nach Abb. 168/T IX. Die Nullinie liegt nun nicht mehr symmetrisch zum Signal, sondern stark unsymmetrisch, d. h., an R entsteht nicht nur eine Wechselspannungs-, sondern auch eine Gleichspannungskomponente. Würden wir die Diode umpolen, so würde die Nullinie ganz unten liegen, weil nunmehr der Diodenstrom in umgekehrter Richtung fließen würde. Man kann also mit diesen Schaltungen ein impulsförmiges Signal an eine Gleichspannung „anklammern". Derartige Anordnungen werden in der Praxis sehr häufig benötigt, beispielsweise in der Fernsehtechnik, wo sie eine besonders große Rolle

Gefällt Ihnen dieses Buch?

Das würde uns wirklich freuen, und
wir bitten Sie, uns auf dieser Karte knapp
Ihr Urteil mitzuteilen.
Wir können Sie dann auch regelmäßig mit
unseren Neuerscheinungen bekannt
machen, und das ist für Sie nützlich.
Vielleicht hilft Ihnen ein anderes
Franckh-Buch, genauso wie dieses
hier, Ihre Fähigkeiten auf eine noch
höhere Stufe zu stellen.

Mit freundlichem Gruß
FRANCKH'SCHE VERLAGSHANDLUNG
W. Keller & Co

Diese Karte lag in dem Buch

Verfasser - Titel

bei. Ich interessiere mich für
folgende Spezialgebiete:

Franckh'sche Verlagshandlung
Abt. 15 b

Name - Anschrift
bitte deutlich

STUTTGART O
Pfizerstraße 5-7

spielen. Allgemein gesehen sind sie immer dann wichtig, wenn die Mitübertragung der Gleichspannungskomponente eines impulsförmigen Signals eine Rolle spielt oder wenn man einen Impuls auf einem bestimmten Gleichspannungspotential festhalten will.

Zur weiteren Illustration sollen noch die Oszillogramme Abb. 169/T IX und 170/T IX besprochen werden. Hier wurde der Kondensator C so weit verkleinert, daß die Rechteckspannung differenziert an R auftritt. Ist der Schalter S geöffnet, so bekommt man das bekannte Bild des differenzierten Zeichens. Auch hier entsprechen die vom Impuls umschlossenen Flächen auf der negativen und der positiven Seite einander genau. Die Nullinie wurde mitphotographiert; man sieht, daß sie den Gesamtimpuls in zwei genau gleiche Hälften teilt.

Wird nun der Schalter S eingeschaltet, so wirkt D nicht nur als Klammerdiode, sondern auch als Abschneidediode. Jetzt nämlich schließt sie den positiven Impulsteil vollkommen kurz, so daß dieser nicht mehr in Erscheinung tritt. Es verbleibt lediglich der negative Anteil, und dieser liegt genau unterhalb der Nullinie. Auch jetzt tritt eine Gleichspannungskomponente in negativer Richtung auf. Bei einer Umpolung der Diode würde der untere Impulsteil in Abb. 169/T IX fortgeschnitten werden, und es blieben lediglich die oberen Impulsteile übrig. Es hängt also weitgehend von der Zeitkonstante CR ab, ob das Signal bei eingeschalteter Diode unverfälscht bleibt, etwa wie in Abb. 168/T IX, oder ob ein Teil des Signals durch die Diode überhaupt unterdrückt wird, wie das in Abb. 170/T IX der Fall ist. Die obere Signalhälfte kann sich bei der kleinen Zeitkonstante nach Abb. 170/T IX überhaupt nicht ausbilden. Bei Abb. 168/T IX ist das keineswegs der Fall.

2. Andere Schaltmöglichkeiten

Zunächst kann die in Abb. 166 angenommene Röhrendiode durch eine Halbleiterdiode ersetzt werden. Hiervon wird in Band II noch näher die Rede sein. Halbleiterdioden bringen manche Vorteile mit sich, sie führen z. B. keinen Anlaufstrom, wie er bei den Röhrendioden auftreten kann. Auch genügen häufig schon kleinere Spannungen zum einwandfreien Betrieb als bei Röhrendioden. Eine

Halbleiterdiode kann in ihrem normalen Sperr-Leitgebiet, aber auch im Zenergebiet arbeiten. Das bringt, wie in Band II noch gezeigt werden wird, gewisse Vorteile mit sich.

An Stelle von Dioden können auch Trioden oder Pentoden zur Herstellung der Gleichspannungskomponente verwendet werden. Wir wollen auf diese Fragen nicht näher eingehen, weil der spezielle Zweck der jeweiligen Schaltung häufig darüber entscheiden wird, welcher Röhrentyp zur Anwendung kommen muß [Literatur wie in Abschnitt I].

III. Impuls-Integratoren

Die Impulsintegration ist einer der wichtigsten Vorgänge (oder Maßnahmen) auf dem Gebiet der Impulstechnik. Am meisten interessiert dabei die Integration von Rechteckschwingungen und von Sägezahnspannungen. Gerade von diesen beiden Möglichkeiten wird in der Impulstechnik häufig Gebrauch gemacht. Anschließend kommt eine Sonderform der Integratoren zur Behandlung, wie man sie zur Impulsdehnung braucht. Schließlich werden wir noch eine Schaltung zur fehlerfreien Integration angeben.

1. Integration von Rechteckschwingungen

Wir gehen von der einfachen Schaltung nach Abb. 171 aus, wobei wir uns zunächst den Schalter S geschlossen denken. Dann haben wir die Reihenschaltung eines Widerstandes R und eines Kondensators C vor uns. Es handelt sich demnach um einen typischen Tiefpaß, und es ist unschwer einzusehen, daß ein am Eingang liegendes Gemisch von Spannungen mit unterschiedlichen Frequenzen am Ausgang anders erscheint; hier werden die hohen Frequenzen gegenüber den tiefen benachteiligt sein. Ein solches Spannungsgemisch stellt z. B. eine Rechteckspannung dar, weil sie außer der Grundfrequenz (Folgefrequenz) zahlreiche Harmonische enthält. Diese werden demnach an C mit wesentlich kleinerer Amplitude als im Original erscheinen; außerdem werden sich die gegenseitigen Phasenlagen ändern. Die Folge davon ist eine Verformung des Recht-

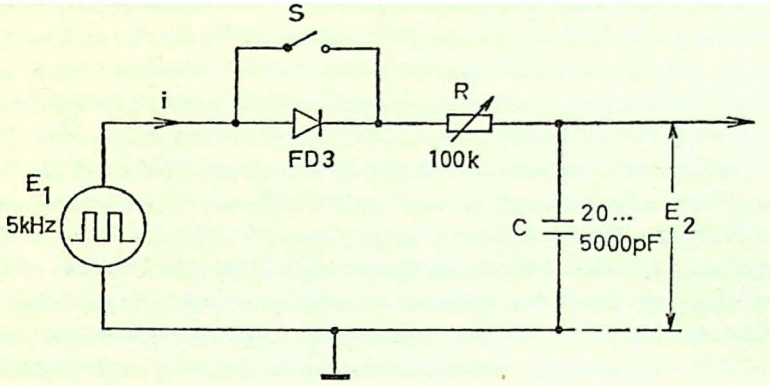


Abb. 171. Einfache Integrationsschaltung

eckimpulses, und zwar hängt diese weitgehend von dem Verhältnis zwischen der Rechteckperiode der Spannung E_1 und der Zeitkonstante RC ab. Je kleiner dieses Verhältnis wird, um so größer wird die Verformung. Sie äußert sich zunächst in Form einer Verflachung der Anstieg- bzw. Abfallflanken sowie einer Verrundung der Umkehrpunkte. Die Erscheinung ist leicht zu erklären, denn bei einem steilen Spannungssprung am Eingang muß ja C über R aufgeladen werden, während beim Fortfall des Sprungs eine mehr oder weniger langsame Entladung von C über R erfolgt. Wird nun schließlich die Dauer der Periode der Rechteckspannung sehr klein gegenüber der Zeitkonstante RC, so reicht die Zeit zwischen dem Beginn der ansteigenden und der abfallenden Flanke von E_1 gar nicht mehr aus, um C auf den vollen Wert von E_1 aufzuladen. Das ist gleichbedeutend mit einer Verkleinerung der Amplitude von E_2, zumal natürlich auch die Zeit zwischen abfallender und ansteigender Flanke zu kurz wird, um die in C angesammelte Ladung wieder vollständig abzuführen. Deshalb wird, eine symmetrische Rechteckspannung vorausgesetzt, bei einem extrem kleinen Verhältnis zwischen Periodendauer der Rechteckschwingung und der Zeitkonstante der Kondensator C praktisch überhaupt nicht mehr geladen; die Spannung wird Null. Eine mit E_1 eventuell in Reihe geschaltete Gleichspannung erscheint dann aber natürlich in voller Höhe an C. Die mathematische Formulierung zeigt (Gl. 34).

Man kann die Zeitkonstante auch durch die Grenzfrequenz f_0 der Anordnung ausdrücken (Gl. 34, 35) und an Stelle der Periodendauer von E_1 mit der zugehörigen Folgefrequenz f rechnen. Dann läßt sich die Verformung der Ausgangsspannung E_2 auch durch das jeweilige Verhältnis f/f_0 angeben. An Hand der Oszillogramme Abb. 172/T IX wollen wir das näher betrachten. Das obere Bild zeigt die Eingangs-Rechteckspannung in unverzerrter Form; die Flanken sind sehr steil, die Folgefrequenz f betrug etwa 5 kHz. Das zweite Bild von oben zeigt den Verlauf der Spannung E_2 für den Fall $f/f_0 = 0{,}1$. Hier also war zwar die Zeitkonstante immer noch nahezu zehnmal kleiner als die Periodendauer; trotzdem zeigt sich schon eine sehr erhebliche Verformung, die vor allem durch den nun nach Maßgabe der Zeitkonstante RC erfolgenden exponentiellen Abfall bzw. Anstieg der Spannung an C verursacht wurde. Machen wir die Zeitkonstante noch größer, so daß $f/f_0 = 1$ wird, so erhalten wir das dritte Bild von oben in Abb. 172/T IX. Während im zweiten Bild von oben die Impulsamplitude noch der Amplitude der Rechteckspannung entsprach, ist das im dritten Bild nicht mehr der Fall. Im zweiten Bild genügte noch die zwischen dem Abfall und dem Anstieg zur Verfügung stehende Zeit, um C voll aufzuladen. Im dritten Bild trifft das nicht mehr zu; hier werden Entladung und Aufladung vorzeitig abgebrochen, weil C im Hinblick auf die kurze, ihm zur Aufladung zur Verfügung stehende Zeit gewissermaßen nicht mehr nachkommt. Erhöhen wir nun die Zeitkonstante noch mehr, so daß $f/f_0 = 10$ wird, so erhalten wir das unterste Bild in Abb. 172/T IX. Der Amplitudenabfall ist naturgemäß noch größer geworden; gleichzeitig erscheinen die Anstiegs- bzw. Abfallflanken in größerer Linearität, weil nunmehr nur ein kleines Stück der Aufladekurve des Kondensators ausgenützt wird; die endgültige Ladespannung ist ja wesentlich kleiner als die mögliche „Betriebsspannung" E_1. Wir erhalten daher nahezu eine Dreieckschwingung, die praktisch das Integral der Rechteckschwingung darstellt. Um also eine möglichst vollständige Integration zu erhalten, müssen wir ein großes Verhältnis f/f_0 annehmen, die Impulsfolgefrequenz also groß gegenüber der Grenzfrequenz machen. Das bedeutet entsprechend große Zeitkonstanten.

Durch Veränderung des Verhältnisses f/f_0 kann man an Hand der (Gl. 35) die jeweiligen Verhältnisse stets genau berechnen. Häufig

genügen schon praktische Versuche. Die Oszillogramme der Abb. 172/T IX wurden beispielsweise einfach durch Variation von R und C bei gleichbleibender Impulsfolge-Frequenz von E_1 gewonnen. Dabei ist das Verhältnis R/C keineswegs gleichgültig im Hinblick auf die Belastung des Generators. Stellt man beispielsweise eine große Zeitkonstante durch einen sehr großen Kondensator bei relativ kleinem Widerstand her, so wird der Ausgang von E_1 viel stärker belastet, als wenn man R sehr groß, C entsprechend kleiner wählt, so daß sich dieselbe Zeitkonstante ergibt. Soll also eine Spannung integriert werden und hat beispielsweise der Impulsgenerator einen hohen Innenwiderstand, so wird man stets bemüht sein, R/C bei gegebenem Wert von RC möglichst hoch zu machen.

Abb. 173/T IX zeigt noch ein Doppeloszillogramm, das die Spannungen des ersten und zweiten Bildes von Abb. 172/T IX graphisch übereinandergeschoben erscheinen läßt. Man sieht deutlich, wie im Augenblick des Einsatzes der abfallenden Flanke der Rechteckspannung sofort der exponentielle Abfall der Ausgangsspannung einsetzt, und daß der Kondensator noch innerhalb der ersten Rechteck-Halbwelle fast vollständig entladen wird. Springt die Eingangsspannung wieder in die Höhe, so erfolgt ein entsprechender exponentieller Anstieg am Ausgang, und zwar ebenfalls bis fast zum Wert der Eingangsspannung. Das Bild zeigt die Zusammenhänge zwischen den beiden Spannungen besonders deutlich.

In der praktischen Impulstechnik sind Integrationserscheinungen häufig unerwünscht und schädlich. Kurven entsprechend dem zweiten Bild von oben nach Abb. 172/T IX erscheinen z. B. gerne in Breitbandverstärkern mit entsprechend tiefer oberer Grenzfrequenz. Diese Verschleifungen, durch einen Integrationseffekt bewirkt, sind stets auf das Vorhandensein einer entsprechend großen Anoden-Zeitkonstante zurückzuführen. Davon war schon in verschiedenen Kapiteln und Abschnitten dieses Buches die Rede. Anderseits wird eine mehr oder weniger vollständige Integration einer Rechteckspannung aber auch angestrebt. Wenn es sich z. B. um die Entkopplung mehrerer Stufen in einem Gerät handelt, so muß man in jede Stufe Siebglieder schalten, die dafür sorgen, daß die Rechteckspannung in diesem so gut wie möglich integriert wird. Dann sind die Stufen gut voneinander entkoppelt. Jeder Radioamateur kennt ja

diese Praxis von normalen Rundfunkempfängern, wo es darauf ankommt, Verstärkerstufen usw. durch möglichst große RC-Glieder elektrisch voneinander zu trennen. Als weiteres Beispiel für die absichtlich herbeigeführte Integration sei das Integrationsglied im Fernsehempfänger erwähnt. Hier kommt es darauf an, die wesentlich höherfrequenten Zeilenimpulse gegenüber dem Bildimpuls so weit wie möglich zu unterdrücken, was natürlich ebenfalls auf eine Integration hinausläuft.

Wir denken uns nun den Schalter S in Abb. 171 geöffnet, so daß jetzt die Diode FD 3 wirksam wird. Legen wir nun die Ausgangsspannung E_a des Integrationsgliedes galvanisch an die Ablenkplatten des Oszillographen, so erhalten wir Oszillogramme nach Abb. 174 bis 177 (Tafel IX und X). Abb. 174/T IX zeigt das Oszillogramm bei noch kurzgeschlossener Diode und einem bestimmten Verhältnis f/f_0, ebenso Abb. 175/T IX bei einem entsprechend höheren Wert von f/f_0. Deutlich ist zu sehen, daß die Spannung symmetrisch um die Nullinie schwankt; im Extremfall, also bei einem sehr hohen Wert von f/f_0, würden die Schwankungen sich mit der Nullinie decken. An C würde man überhaupt keine Spannung messen. Öffnen wir nun aber den Schalter S, so wird E über R den Kondensator C immer nur in einer einzigen Richtung aufladen können. Zu Abb. 174/T IX gehört nun das Bild Abb. 176/T IX, und wir sehen, daß sich die Nullinie nach oben verlagert hat, was gleichbedeutend mit einem Auftreten einer Gleichspannung am Ausgang ist. Dasselbe gilt auch für Abb. 177/T X bei entsprechend fortgeschrittener Integration. Man muß natürlich bei einem Frequenzverhältnis nach Abb. 177/T X länger warten, bis am Ausgang die Gleichspannung in voller Höhe auftritt, da dem Kondensator ja immer nur sehr kurzzeitige Ladestromstöße zugeführt werden. Bei einwandfreier Isolation von C jedoch bildet sich letzten Endes nach einiger Zeit die volle, der Gleichrichtung entsprechende Gleichspannung aus. Denken wir uns die Rechteckspannung durch eine Sinusspannung ersetzt, so haben wir einen einfachen Einweg-Gleichrichter mit anschließender Siebkette vor uns.

Durch Reihenschaltung von Integrationsgliedern nach Abb. 171 läßt sich natürlich der Integrationseffekt wesentlich verbessern. Man wird davon Gebrauch machen, wenn man extrem hohe Zeitkonstan-

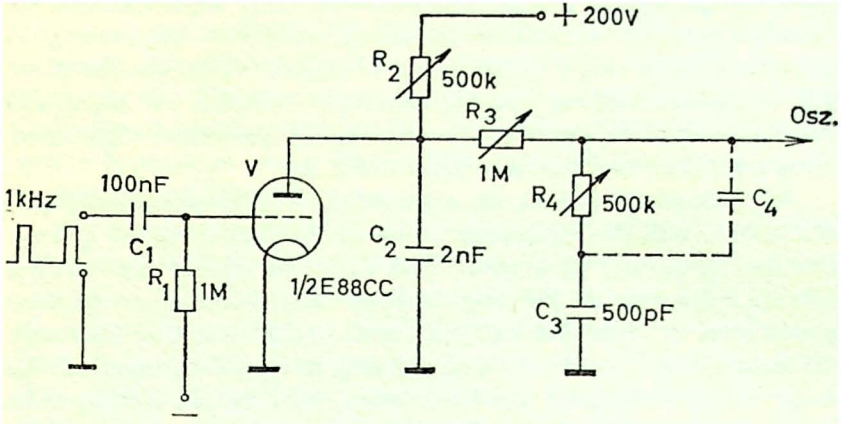


Abb. 178. Integrationsschaltung für Kippschwingungen

ten braucht und den Generator mit der Spannung E_1 möglichst wenig belasten möchte. Dann kann man den gleichen Integrationseffekt bei jeweils kleineren Werten der einzelnen Zeitkonstanten, also z. B. bei kleineren Teilkapazitäten, die häufig Impulsgeneratoren recht störend belasten, erreichen.

Wir wollen uns merken, daß das Integral einer Rechteckspannung eine Dreieckspannung mit nahezu linear ansteigenden Flanken ist. Das läßt sich auch mathematisch zeigen; aus einer Konstanten (das sind die horizontalen Impulsdächer der Rechteckspannung) wird eine Funktion ersten Grades, die durch die ansteigende bzw. abfallende Linie der als Resultat der Integration erscheinenden Dreieckspannung repräsentiert wird.

2. Integration von Sägezähnen

Die Versuchsschaltung für die Integration von sägezahnförmigen Spannungen zeigt Abb. 178. Hier arbeitet die Röhre V als fremdgesteuerter Kippspannungserzeuger; bei verriegelter Röhre V wird C_2 über R_2 aufgeladen, bis ein Steuerimpuls über C_1 das Gitter von V so weit positiv macht, daß Gitterstrom fließt. Nun erfolgt eine schnelle Entladung von C_2 über den Innenwiderstand von V, wäh-

rend bei genügend großer Zeitkonstante C_1R_1 im Verhältnis zur Periodendauer der steuernden Spannung auch während der Impulspause das Gitter von V lange genug verriegelt bleibt, um die neuerlich erfolgende Ladung von C_2 ungestört verlaufen zu lassen. Die bei den gewählten Verhältnissen sich an C_2 einstellende Kippspannung zeigt das Oszillogramm Abb. 179/T X.

Wir betrachten nun C_2 als eigentlichen Kippspannungsgenerator und sehen, daß die Spannung zu einem Integrationsglied gelangt, das aus R_3, R_4 und C_3 besteht. Überlegen wir einmal ganz einfach, wie die Spannung am Ausgang aussehen wird, wenn R_4 vorerst kurzgeschlossen ist. Zunächst soll R_3C_3 noch verhältnismäßig klein sein. Immerhin wird C_3 nicht auf den gleichen Wert wie C_2 innerhalb der Impulspause aufgeladen werden können, weil das die Zeitkonstante R_3C_3 verhindert. Die Folge davon ist eine zunehmende Linearisierung des Hinlaufes, was man auch tatsächlich am Oszillogramm feststellen kann (Abb. 180/T X). Dieser Linearisierungseffekt wird mit zunehmender Größe von R_3C_3 immer mehr ausgeprägt, was man z. B. aus Abb. 181/T X deutlich erkennt. Natürlich sind die Amplituden in Abb. 180/T X und 181/T X entsprechend kleiner als in Abb. 179/T X; bei den beiden anderen Bildern wurde die Verstärkung im Oszillographen etwas heraufgesetzt, um die Einzelheiten besser zeigen zu können. Selbstverständlich wird auch die Steilheit des Rücklaufes kleiner werden, weil jetzt für die Entladung von C_3 nicht der kleine Innenwiderstand von V, sondern die Summe aus diesem und R_3 maßgebend ist; in den Abb. 180/T X und 181/T X ist allerdings R_3 noch nicht wesentlich größer als der Innenwiderstand, so daß sich die Rückfront des Abfalls nur unwesentlich verflacht hat.

Vergrößern wir nun die Zeitkonstante C_3R_3 vorzugsweise dadurch, daß wir R_3 erhöhen, so ergibt sich ein Bild nach Abb. 182/T X. Jetzt ist der Rücklauf ganz wesentlich länger geworden, und er macht bereits einen beträchtlichen Teil der Kipperiode aus. Bei noch weiterer Vergrößerung der Zeitkonstante ergibt sich schließlich Abb. 188/T X. Diese Kurve zeigt deutlich die Form einer Parabel, und tatsächlich läßt sich mathematisch zeigen, daß das Integral einer Kippspannung (lineare oder annähernd lineare Funktion) eine Parabel ist (Funktion zweiten Grades). Bei geeigneter Dimensionierung der Schaltung läßt sich diese Parabel, wie die Oszillogramme zeigen, tat-

sächlich sehr gut realisieren. Würde man R_3 noch weiter erhöhen, so wäre die Annäherung an die mathematisch exakte Parabel noch vollständiger. Eigentlich müßte man von einer exakten Dreieckspannung ausgehen, die, differenziert, auch eine exakte Parabel liefern würde. In der Praxis kommt man aber mit der hier beschriebenen näherungsweisen Integration unter Verwendung einer Kippspannung als Ausgangsspannung meistens aus.

Der Integration von Sägezahnschwingungen kommt verschiedentlich eine praktische Bedeutung zu, da in manchen Anwendungsfällen parabelförmige Spannungen benötigt werden. Beispielsweise sei auf die Linearisierung des Stromes in den Vertikalspulen eines Fernsehempfängers hingewiesen; hier muß man der Steuerspannung der Endröhre einen Parabelanteil zusetzen, um den Vertikalstrom zu linearisieren. Weitere Anwendungsmöglichkeiten ergeben sich in speziellen Fällen der Impulstechnik.

Die Schaltung nach Abb. 178 (oder auch nach Abb. 171) stellt den einfachsten Fall eines Integrations-Netzwerkes dar. Zur Erzielung bestimmter Effekte bedient man sich häufig komplizierterer Netzwerke. Eine recht einfache Erweiterung stellt der Widerstand R_4 in Abb. 178 dar. Er hat, wie das Oszillogramm 184/T X zeigt, vor allem Einfluß auf den Rücklauf; wird nämlich V plötzlich leitend, so macht sich der dann einsetzende Entladestrom von C_3 in einem um so größeren sprunghaften Spannungsabfall an R_4 bemerkbar, je größer dieser Widerstand ist. Man sieht in Abb. 184/T X deutlich, daß dieser Sprung bei der unteren, im Oszillogramm sichtbaren Unstetigkeit aufhört und daß von dort aus bereits die neue Aufladung von C_2 beginnt; infolge der großen Zeitkonstante $(R_3 + R_4)\, C_3$ entlädt sich jedoch C_3 zunächst noch weiter, um erst verspätet dem Anstieg der Spannung an C_2 zu folgen. Mitunter werden Spannungskurven nach Art von Abb. 184/T X benötigt.

Weitere Variationen und Erweiterungen des Integrations-Netzwerkes ergeben sich z. B. durch Einschalten eines Kondensators C_4 (gestrichelt gezeichnet) in Abb. 178. Es liegt auf der Hand, daß dadurch die Kurvenform noch mehr beeinflußt wird. Man kann auch parallel zu C_3 einen Widerstand legen und das Netzwerk gegebenenfalls noch mehr erweitern. Da die Anwendung solcher Schaltungen sich auf einige wenige Spezialfälle erstreckt, wollen wir nicht näher

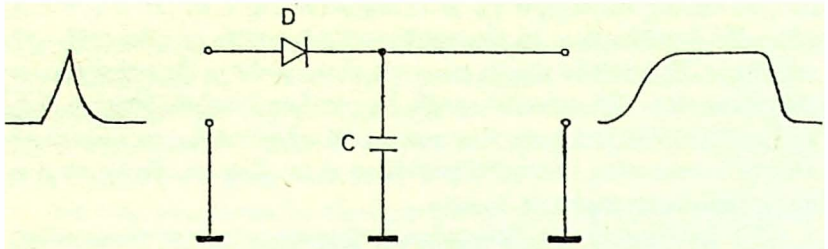


Abb. 186. Integrationsschaltung zur Impulsdehnung

darauf eingehen. Erwähnt sei nur, daß selbstverständlich auch für die Schaltung nach Abb. 178 die (Gl. 34) volle Gültigkeit hat. Das Oszillogramm Abb. 185/T X schließlich zeigt noch eine Kurvenverzerrung, wie sie bei nicht richtiger Arbeitsweise der Röhre V in Abb. 178 auftreten kann. Die Röhre war am Anfang des Hinlaufs nicht vollständig gesperrt; erst nach Überschreiten der Mitte kam ein negativer Sperrimpuls hinzu, der die Röhre gänzlich verriegelte, woraufhin die Spannung an C_2 steiler ansteigen konnte. Unstetigkeiten im Verlauf der Kurve bedeuten also meistens eine fehlerhafte Arbeitsweise der Schaltung.

3. Integratoren zur Impulsdehnung

In der Kurzzeit-Impulstechnik möchte man häufig Einzelheiten eines Impulses betrachten, was zwar auch bei sehr kurzzeitigen Impulsen im Verhältnis zur Impulsperiode mit Hilfe der in hochwertigen Oszillographen üblichen Zeitdehnung möglich ist. Ein solcher Oszillograph steht aber nicht immer zur Verfügung. Man kann sich dann manchmal mit der einfachen Schaltung nach Abb. 186 helfen, die ebenfalls auf eine Integration hinausläuft. Der Impuls gelangt über eine Diode D zu einem Kondensator C möglichst hochwertiger Isolation. Dann lädt die Impulsflanke den Kondensator auf, der nun aber auch nach dem Abfallen des Impulses zunächst noch seine Ladung behält, so daß der horizontale Teil entsprechend verbreitert erscheint. Man spricht von einer Dehnung des Impulses. Natürlich läßt sich der Impuls auch periodisch wiedergeben, wenn man nach Beendigung des Dehnungsintervalles dafür sorgt, daß C kurzgeschlos-

sen und anschließend wieder geöffnet wird. Hierfür sind einfache Schaltungen mit gesteuerten Entladeröhren denkbar, die schon verschiedentlich beschrieben wurden.

4. Fehlerfreie Integration

Die mit einfachen Netzwerken erzielbare elektronische Integration ist in mathematischem Sinne nicht exakt. Man muß vielmehr stets mit einem zusätzlichen Fehler rechnen, der um so kleiner wird, je größer die Zeitkonstante des Integrations-Netzwerkes ist. Dieser Fehler wird erst bei unendlich großer Zeitkonstante Null. In der Praxis läßt sich eine solche natürlich nicht realisieren, und auch extrem große Zeitkonstanten bereiten bereits wegen der dann erforderlichen großen Kondensatoren und Widerstände mit ihren bekannten Nachteilen Schwierigkeiten. Es gibt jedoch Hilfsschaltungen, mit denen der erwähnte Fehler praktisch unterdrückt werden kann. Sie beruhen meistens auf der Gegenkopplung eines bestimmten Spannungsanteiles hinter dem Integrator. Da die hierfür erforderliche Schaltung weitgehend mit derjenigen übereinstimmt, die man zur Erzeugung einer fehlerfreien Differentiation benötigt, wollen wir sie erst im nächsten Hauptabschnitt etwas näher (Abb. 209) besprechen. Wir kommen dann auch auf die Möglichkeiten einer fehlerfreien Integration zurück [5, 10, 20, 31, 35, 37, 43, 53, 57, 62, 63, 65, 82, 95, 96, 98, 99, 100, 103, 106].

IV. Impuls-Differenzierschaltungen

Das Differenzieren von Impulsen ist in Theorie und Praxis ebenso wichtig wie die Impuls-Integration. Wir wollen daher in diesem Hauptabschnitt auch die Differenzierung der wichtigsten Impulsformen ausführlicher besprechen. Zunächst befassen wir uns mit der Differenzierung von Rechteckschwingungen und gehen dann auf die mitunter wichtige doppelte Differenzierung ein. Danach folgt die Behandlung der Differenzierung von Sägezähnen und anschließend die Differenzierschaltungen mit Induktivitäten und Resonanzkreisen. Ein letzter Abschnitt ist dem fehlerfreien Differenzieren gewidmet.

1. Differenzierung von Rechteckschwingungen

Die an sich sehr einfache Grundschaltung zur Differenzierung nach Abb. 187 bildet gewissermaßen die Umkehrung von Abb. 171; Kondensator und Widerstand haben ihre Plätze vertauscht. Demnach handelt es sich jetzt um einen Hochpaß, der die Eigenschaft hat, die tiefen Frequenzen gegenüber den hohen zu schwächen. Liegt also am Eingang beispielsweise ein Spannungsgemisch mit verschiedenen Frequenzkomponenten, so erscheint es am Ausgang linear verzerrt, und zwar im Sinne der Benachteiligung der tiefen Frequenzen. Legen wir an den Eingang eine Rechteckspannung E_1, so bewirken die darin enthaltenen tiefen Frequenzen, vorzugsweise die Grundwelle, ein horizontal verlaufendes Impulsdach. Die Spannung hinter dem Differentiator nach Abb. 187 muß daher Impulsspannungen mit schrägem Impulsdach zeigen, und zwar um so mehr, je kleiner die Zeitkonstante CR gegenüber der Periodendauer von E_1 ist. Je kleiner man dieses Verhältnis zwischen Zeitkonstante und Periodendauer macht, um so fehlerfreier wird die zustande kommende Differentiation.

Physikalisch kann man sich den Vorgang folgendermaßen erklären: die ansteigende Flanke der Rechteckspannung E_1 liefert einen Strom durch Kondensator und Widerstand, der zunächst wegen des noch nicht geladenen Kondensators vorzugsweise durch E_1/R bestimmt ist. Der Spannungsabfall E_1 an R erscheint in Form

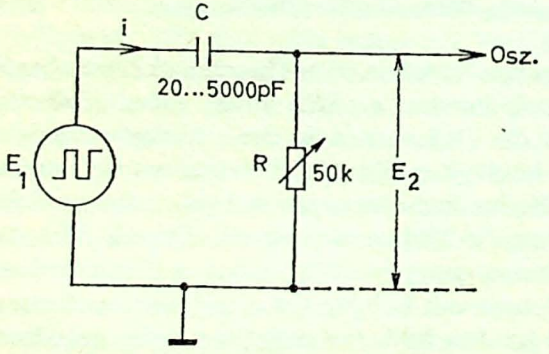


Abb. 187. Einfache Differenzierschaltung

einer steilen Flanke an diesem Widerstand. Ist die Zeitdauer des Spannungssprungs groß gegenüber CR, so wird C schon lange vor dem Eintreffen der negativen Flanke der Rechteckspannung aufgeladen sein. Anschließend setzt sehr schnell die langsame Entladung von C über R ein. Sobald die negative Flanke wirksam wird, fließt ein Ladestrom in umgekehrter Richtung, so daß sich auch die Flanke an R in ihrer Polarität umdreht. Schließlich erfolgt eine neuerliche Entladung von C, und der Vorgang beginnt von neuem.

Vorzugsweise werden die Anstiegs- und Abfallflanken der Rechteckspannung ungeschmälert übertragen, während die horizontalen Teile des Rechtecks unterdrückt werden. Der Differentiator liefert demnach die höchsten Ausgangsspannungen bei den steilsten Stellen des Originalimpulses, d. h., seine Ausgangsspannung ist ein Abbild der S t e i l h e i t des Originalsignals. Das entspricht mathematisch einer Differentiation (s. Gl. 36). Im übrigen gilt hinsichtlich des Verlaufs der Entladespannung des Kondensators prinzipiell auch die (Gl. 35), so daß wir wiederum das Verhältnis zwischen Folgefrequenz und Grenzfrequenz des RC-Gliedes als Maßstab für die Vollständigkeit der Differentiation betrachten können.

Die Oszillogramme Abb. 188/T X und Abb. 189/T X zeigen nähere Einzelheiten. Das oberste Bild gibt die Original-Rechteckspannungen (Folgefrequenz 10 kHz) wieder. Das zweite Bild von oben zeigt die Ausgangsspannung hinter dem Differentiator bei $f/f_0 = 10$. Selbst wenn also die Zeitkonstante RC noch etwa zehnmal größer als die Periodendauer der Rechteckschwingung ist, erleidet die Rechteckspannung bereits eine sehr erhebliche Verformung. Daraus erklären sich die beträchtlichen Schwierigkeiten bei der Übertragung von Rechteckspannungen mit tiefer Folgefrequenz. Nehmen wir einmal an, die im zweiten Bild von Abb. 188/T X dargestellte Verzerrung sei bei der Übertragung einer Rechteckschwingung von 50 Hz noch zulässig. Dann müßte das RC-Glied eine Grenzfrequenz von $f_0 = f/10 = 50/10 = 5$ Hz aufweisen. Die Zeitkonstante müßte dann einen Wert von $RC = 1/6{,}28 \cdot 5 = 3{,}18 \cdot 10^{-2}$ s haben. Wählen wir $R = 10^5\ \Omega$, so wäre ein Kondensator von $C = 3{,}18 \cdot 10^{-2}/10^5 = 3{,}18 \cdot 10^{-7}$ F $\sim 0{,}3\ \mu$F erforderlich. Solch ein Kondensator ist schon — beispielsweise als Koppelkondensator — recht unhandlich, genügt aber trotzdem noch nicht zur einwand-

freien Übertragung einer Rechteckkurve. Zwar käme man bei $R = 10^6\ \Omega$ noch mit 30 nF aus, aber auch das ist nicht ideal.

Die dritte Figur von oben in Abb. 188/T X zeigt die Verhältnisse für $f/f_0 = 1$. Hier ist die Verformung schon ziemlich weit fortgeschritten, und noch wesentlich mehr im vierten Bild von Abb. 188/T X, für das etwa $f/f_0 = 0{,}02$ gilt. In diesem Bild erkennt man jedoch bereits sehr gut die differenzierende Wirkung: übertragen wird tatsächlich praktisch nur die Steilheit des Anstiegs der Rechteckschwingung, während die horizontalen Flanken fast unterdrückt werden. Aus einer ansteigenden Linie (Funktion ersten Grades) wird eine Konstante (ein einziger Spannungswert entsprechend dem Scheitel des differenzierten Impulses). Interessant ist übrigens in den Oszillogrammen der Abb. 188/T X, daß man mit Hilfe eines Differentiators sehr gut die unterschiedliche Flankensteilheit in einer Rechteckspannung ermitteln kann. Die abfallende Flanke des Originalimpulses hatte nämlich aus hier nicht interessierenden Gründen eine kleinere Steilheit als die ansteigende Flanke. Im vorletzten und letzten Bild der Abb. 188/T X sieht man nun deutlich, daß der negative Impuls eine kleinere Amplitude als der positive aufweist. Das rührt von der kleineren Steilheit der abfallenden Flanke her. Diesen Amplitudenunterschied erfaßt man sofort mit dem Auge sehr deutlich, während die unterschiedliche Flankensteilheit im Originalimpuls kaum erkannt werden kann.

Die Differenzierschaltungen haben schon deshalb eine große praktische Bedeutung, weil man mit ihnen jederzeit aus einer Rechteckspannung eine Impulsspannung herstellen kann. Besonders bei niederen Folgefrequenzen und genügend kleinen Zeitkonstanten der Differenzierschaltung erhält man außerordentlich scharfe und im Verhältnis zur Periodendauer extrem kurze Impulse, sogenannte Nadelimpulse, wie sie z. B. zur Steuerung monostabiler Kippschaltungen usw. häufig benötigt werden. Sehr wichtig ist auch die Tatsache, daß man aus einer Rechteckspannung Impulse verschiedenartiger Polarität ableiten kann. Darüber hinaus lassen sich die Impulse mit der nicht gewünschten Polarität leicht mit Hilfe von Dioden abschneiden, wie das in Abschnitt I ausführlich beschrieben wurde.

Wie schon erwähnt, sind Differenziervorgänge nicht nur immer erwünscht, sondern manchmal auch unerwünscht, insbesondere wenn

es auf die originalgetreue Übertragung von Rechteckschwingungen ankommt. Ein Beispiel hierfür wurde bereits gezeigt. Mitunter kann man die scharfen Anforderungen an die Koppelglieder zur Übertragung von Rechteckschwingungen mit vernünftigen Mitteln überhaupt nicht erfüllen; dann sind Kompensationsmaßnahmen erforderlich, von denen im fünften Kapitel noch näher die Rede sein wird.

Abb. 189/T X zeigt ein Doppeloszillogramm, das oben den Original-Rechteckimpuls, unten den differenzierten Impuls darstellt. Man erkennt sehr deutlich, wie sich die ansteigende Flanke des Impulses exakt mit der ansteigenden Flanke des differenzierten Signals deckt. Auch die Übereinstimmung der beiden abfallenden Flanken ist deutlich zu erkennen.

Die Schwierigkeiten einer exakten (impulsmäßigen) Differenzierung werden naturgemäß um so größer, je geringer die in dem jeweiligen Originalimpuls vorkommenden Steilheitsunterschiede sind. So liegt z. B. dem Oszillogramm Abb. 190/T X eine Original-Rechteckschwingung von 100 kHz Folgefrequenz zugrunde, deren Anstiegzeit im unbelasteten Zustand des Generators wesentlich kleiner war als in Abb. 190/T X. Das angeschlossene Differenzierglied bewirkt jedoch bereits eine Verformung des Originalimpulses im Sinne einer Verflachung der Aufstiegflanke. Eine solche Kurve liefert demnach auch ein relativ schlechtes differenziertes Signal, wie es die untere Figur von Abb. 190/T X zeigt. Der Zeitkonstantenwert RC in Abb. 187 war derart, daß das Ausgangssignal optimal wurde. Von einem scharfen Impuls, also einer guten Differentiation kann keine Rede mehr sein. Um die Verhältnisse zu verbessern, müßte man im vorliegenden Fall zunächst den Impulsgenerator entlasten, was z. B. durch eine Trennröhre zwischen Impulsgenerator und Differenzierglied möglich ist. Außerdem kommt es sehr auf die parasitäre kapazitive Belastung des Widerstandes R in Abb. 187 an. Bei hohen Impulsfrequenzen, also kurzen Anstiegzeiten, genügen hier schon kleine schädliche Kapazitäten, um das Ausgangssignal in seiner Form zu verschlechtern. Unter eine gewisse Grenze lassen sich nun aber die schädlichen Kapazitäten nicht herabdrücken. Um sie weitgehend unwirksam zu machen, muß man daher nach Möglichkeit das Verhältnis R/C bei einem gegebenen Wert des Produktes CR so klein wie möglich wählen. Zur Verwirklichung einer bestimmten Zeitkon-

stante wird man daher große Kapazitäten und kleine Widerstände wählen, vorausgesetzt, daß dadurch der Impulsgenerator nicht unzulässig belastet wird; diese Gefahr steigt ja mit abnehmendem Wert von R/C. Indessen kann man durch Zwischenschalten einer Trennröhre mit möglichst kleinem Außenwiderstand oder durch Einschalten eines Kathodenverstärkers dieser Gefahr immer wirksam begegnen. Im Hinblick auf die optimale Form des differenzierten Impulses ist jedenfalls stets ein kleiner Wert von R/C anzustreben, auch im Hinblick auf die Ausgangsamplitude, denn je größer C wird, um so geringer wird die Spannungsteilung, hervorgerufen durch die Reihenschaltung von C mit der schädlichen Parallelkapazität.

Die Oszillogramme Abb. 191/T X und Abb. 192/T X mögen die Bedeutung dieser Bemessungsregel unterstreichen. Abb. 191/T X zeigt das differenzierte Signal einer Rechteckschwingung von 50 kHz Folgefrequenz, wobei C = 50 pF und R = 6 kΩ gewählt wurden. Der Anstieg wird zwar steil übertragen, der Abfall dagegen nimmt einen beträchtlichen Teil der halben Periode ein. Abb. 192/T X zeigt das gleiche differenzierte Signal bei C = 500 pF und R = 100 Ω. Hier ist nicht nur die Amplitude gestiegen, was auf die wesentlich geringere kapazitive Spannungsteilung zurückzuführen ist, sondern der Impuls ist auch wesentlich kürzer geworden. Zwischen Impulsgenerator und Differenzierglied war ein Kathodenverstärker geschaltet, so daß das primäre Signal nicht rückwirkend von der Differenzierkapazität beeinflußt werden konnte. Die beiden Oszillogramme zeigen sehr deutlich die Wichtigkeit einer entsprechenden Dimensionierung. Der kleine Unterschied in den Zeitkonstanten (in Abb. 191/T X ist $CR = 3 \cdot 10^{-7}$ s, in Abb. 192 dagegen $0{,}5 \cdot 10^{-7}$ s) spielt beim Vergleich der beiden Oszillogramme praktisch keine Rolle.

Abschließend sei erwähnt, daß man auch den Ausgang des Differenziergliedes durch Nachschalten eines Kathodenverstärkers sehr wirksam entlasten kann. Man erhält dann im Kathodenkreis dieser Röhre das differenzierte Signal in wesentlich besserer Form als bei unmittelbarer Belastung des Ausgangswiderstandes. Darüber hinaus verträgt der kleine Ausgangswiderstand des Kathodenverstärkers auch größere kapazitive Belastungen ohne nennenswerte Verformungen des Ausgangsimpulses.

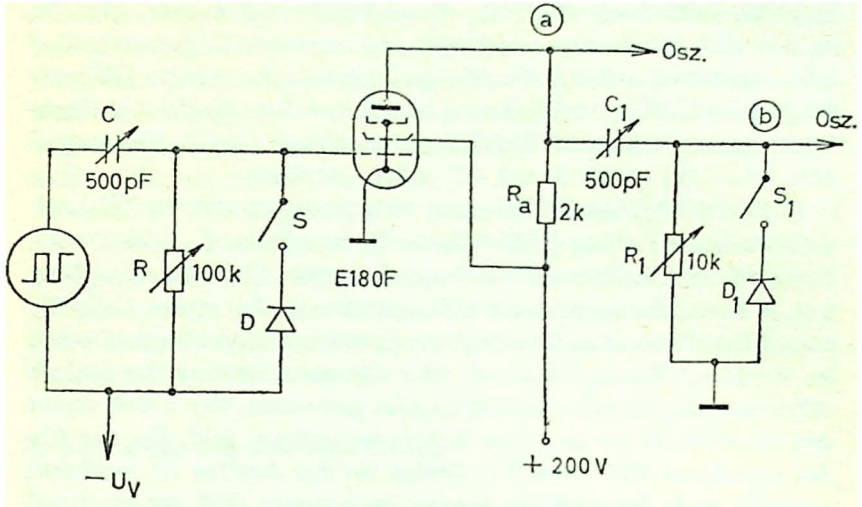


Abb. 193. Schaltung zur doppelten Differenzierung

2. Doppelte Differenzierung

In Extremfällen, beispielsweise bei sehr kleinen Zeitkonstanten, die nur noch Differenzierkondensatoren in der Größenordnung der schädlichen Kapazitäten zulassen, erzielt man häufig mit der doppelten Differenzierung gute Ergebnisse. Im Prinzip handelt es sich dabei um eine nochmalige Differenzierung des schon differenzierten Originalsignals, d. h., man bildet aus diesem den zweiten Differentialquotienten. Das endgültig differenzierte Signal ist demnach ein Maß für die Steilheit des ersten Differentialquotienten, also des vom Originalimpuls abgeleiteten differenzierten Signals. Schaltungsmäßig handelt es sich um die einfache Reihenschaltung zweier Differenzierglieder, wobei man jedoch zweckmäßigerweise stets mit einer Röhre nach Abb. 193 arbeiten wird.

Der Rechteck-Impulsgenerator arbeitet zunächst auf das erste Differenzierglied CR, den Schalter S denken wir uns vorerst geöffnet. Der Ausgang liegt unmittelbar am Gitter einer Röhre, so daß die kapazitive Belastung nicht allzu groß ist. Der Röhre wird über R eine hinreichende Vorspannung $-U_v$ zugeführt. Im Anodenkreis

liegt der Außenwiderstand R_a, der möglichst klein sein soll. Die an ihm auftretende Spannung wird dem zweiten Differenzierglied C_1R_1 zugeleitet, und am Anschlußpunkt b tritt der zweite Differentialquotient der Originalspannung auf. Wir wollen die sich bei dieser Schaltung einstellenden Verhältnisse an Hand der Oszillogramme Abb. 194—197 (Tafel X und XI) näher verfolgen.

Abb. 194/T X wurde bei einer Folgefrequenz von 10 kHz aufgenommen. Das obere Bild stellt die Spannung an R_a dar, also im Anschlußpunkt a. Es handelt sich um den ersten Differentialquotienten, d. h. um die verstärkte Ausgangsspannung des ersten Differenziergliedes. Das untere Bild zeigt den zweiten Differentialquotienten im Punkt b. Wie man sieht, ist jetzt der erste Anstieg des einfach differenzierten Signals wesentlich steiler geworden, der Abfall dieses Signals erscheint als negativer Impuls im unteren Bild. Da der Abfall im oberen Bild wesentlich flacher als der Anstieg ist, erscheint natürlich auch der negative Impuls im unteren Bild entsprechend kleiner. Trotzdem ist mit dieser Schaltung schon einiges gewonnen, denn man könnte ja die negativen Impulse abschneiden und nur den extrem steilen positiven Anstieg ausnützen. Den positiven Zipfel, der zum negativen Impuls des ersten Signals gehört, könnte man mit einem Amplitudensieb beseitigen. Auf jeden Fall ist zu erkennen, daß die doppelte Differenzierung bei richtiger Bemessung schon gute Ergebnisse bringen kann.

Abb. 195/T X zeigt die Verhältnisse bei einer Folgefrequenz von 100 kHz. Das obere Oszillogramm entspricht wieder dem Anschlußpunkt a, das untere dem Anschlußpunkt b in Abb. 193. Die Verbesserung ist sowohl im negativen als auch im positiven Teil nicht zu übersehen. So ist beispielsweise die Halbwertsbreite der negativen Impulse im unteren Bild höchstens noch 1/3, bezogen auf den oberen Impuls. Besonders deutlich tritt die Verbesserung beim positiven Impuls des Signals im Punkt a zutage. Hier wird tatsächlich nur die Steilheit des Signals übertragen, so daß die Impulsbreite des doppelt differenzierten Signals nur noch einen Bruchteil des einfach differenzierten Impulses beträgt. Auch aus Abb. 196/T X ergibt sich die Verbesserung sehr anschaulich. Die Impuls-Folgefrequenz betrug wieder 100 kHz, jedoch wurde C_1 größer gemacht, was zu einer stärkeren Belastung von R_a führte. Das einfach differenzierte Signal im

Punkt a (oberes Bild) hat dadurch eine sehr ungünstige Form erhalten. Dagegen liefert die doppelte Differentiation (Punkt b, unteres Bild) einwandfreie und spitze Impulse in beiden Richtungen. Die Steilheit des positiven Anstiegs im oberen Bild war höher als die des negativen Anstiegs, so daß im unteren Bild die positive Impulsamplitude größer als die negative ist.

Abb. 197/T XI gilt für den Fall, daß die Schalter S und S_1 in Abb. 193 geschlossen sind. Nun wird der negative Impulsteil weitgehend unterdrückt, und auch jetzt tritt der Vorteil der doppelten Differenzierung deutlich zutage. Die Ausgangsspannung an R_a war hier bereits so klein, daß der negative, von D_1 noch nicht unterdrückte Impulsteil deutlich erscheint.

3. Differenzierung von Sägezähnen

Auch bei der Differenzierung von Sägezähnen muß man sich stets vor Augen halten, daß die Amplitude des differenzierten Signals ein Maß für die Steilheit des Originalsignals darstellt. Man wird daher schon durch eine ungefähre Überlegung das Aussehen eines differenzierten Sägezahns voraussagen können: bei extrem großem Verhältnis zwischen Hinlauf- und Rücklaufzeit werden wir praktisch nur einen vom Rücklauf herrührenden Impuls erkennen.

Eine Schaltung zur Durchführung dieses Versuchs zeigt Abb. 198. Zweckmäßigerweise verwendet man wieder eine unselbständige Kippschaltung; selbstverständlich sind auch selbstschwingende Sy-

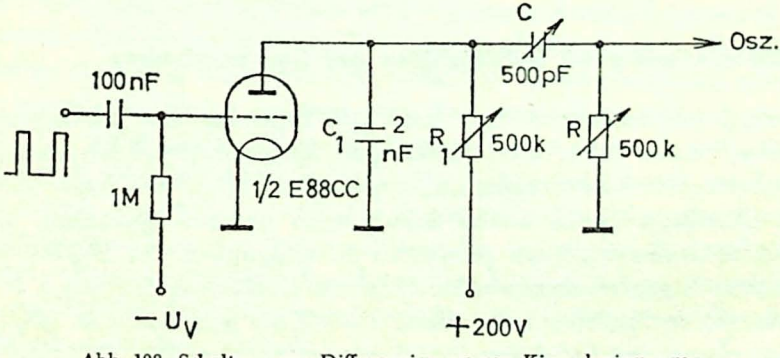


Abb. 198. Schaltung zur Differenzierung von Kippschwingungen

steme geeignet. Die Gitterzeitkonstante ist wieder groß gegenüber der Periodendauer der Impulsfolge, so daß wir mit einer Verriegelung der Röhre während der Impulspause rechnen können. Dann wird C_1 über R_1 nach Maßgabe der Zeitkonstante C_1R_1 aufgeladen, bis das Rohr entriegelt wird. Verwendet man z. B. ein System einer E 88 CC, so erhält man sehr kleine Innenwiderstände und damit einen äußerst kurzen Rücklauf. Diese als nahezu ideal anzusehende Sägezahnspannung wird nun dem Differenzierglied CR zugeleitet. Das Oszillogramm Abb. 199/T XI zeigt die Ausgangsspannung an C_1, während Abb. 200/T XI das differenzierte Signal bei noch relativ großem Wert von RC darstellt. In Abb. 201/T XI wurde die Zeitkonstante noch mehr verkleinert, und Abb. 202/T XI gilt für einen noch kleineren Wert. Man erkennt im wesentlichen die Voraussage als bestätigt: der steile Rücklaufimpuls wird ungeschwächt übertragen, während der Hinlauf mehr und mehr zusammenschrumpft und schließlich schon bald nach Beendigung des Rücklaufes mit der Nullinie zusammenfällt. Wir merken uns also, daß ein differenzierter Sägezahn im Idealfall aus einem Impuls mit derjenigen Polarität besteht, die durch die Richtung des Rücklaufs gegeben ist. Durch diese Maßnahme kann man z. B. in einem Oszillographen einen Dunkeltast-Impuls für das Steuergitter der Oszillographenröhre während des Rücklaufes gewinnen. Die Form des Kippspannungs-Hinlaufs beeinflußt nur insofern das Oszillogramm des differenzierten Sägezahns, als sich stark unterschiedliche Steilheiten (also bei exponentieller Krümmung des Ausgangssignals) entsprechend auswirken werden.

4. Differenzierung mit Induktivitäten und Resonanzkreisen

Auch mit Induktivitäten lassen sich Integrier- und Differenzierglieder bauen. Man ersetzt dann den Kondensator durch eine Induktivität. Bei kurzzeitigen Impulsen und hohen Frequenzen bestehen allerdings gegen solche Schaltungen gewisse Bedenken, weil steile Spannungssprünge parasitäre Schwingungen der Induktivität mit ihrer Eigenresonanz auslösen können. Deshalb findet man z. B. in Integratoren Spulen relativ selten, obwohl sie sich, wie z. B. (Gl. 37) zeigt, ebenso gut für diesen Zweck eignen würden. Für Differenzier-

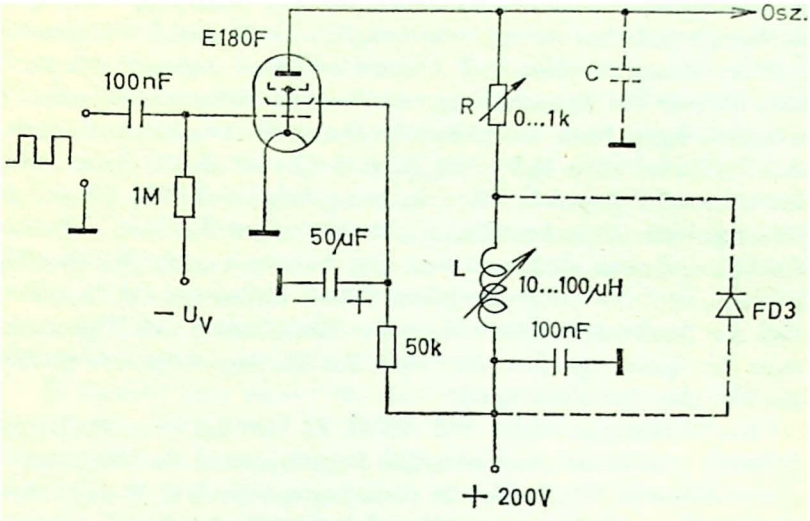


Abb. 203. Differenzierschaltung mit Induktivität

schaltungen gelten natürlich die gleichen Bedenken; trotzdem haben Induktivitäten in manchen Fällen erhebliche Vorteile, so daß wir diese Fragen etwas näher besprechen wollen (s. a. Gl. 38).

Abb. 203 zeigt eine mit einer Induktivität L arbeitende Differenzierschaltung. Sie besteht aus der Reihenschaltung von R und L, die ihrerseits im Anodenkreis einer leistungsfähigen Röhre liegt. Dadurch ergeben sich keine Rückwirkungen zwischen Impulsgenerator und Differenzierglied und umgekehrt, was gerade bei Spulen von Wichtigkeit ist. Die Röhre wird von einer Rechteckspannung so gesteuert, daß sie im linearen Teil der Kennlinie arbeitet. Eine vollständige Sperrung liegt also hier nicht vor. Diese Schaltung würde nun prinzipiell ebenso wirken wie die einfache Anordnung nach Abb. 187. Man müßte dann die Spulen-Zeitkonstante L/R in entsprechende Beziehung zur Periode der Triggerimpulse setzen. Nun tritt jedoch, wie schon erwähnt, die reine Zeitkonstante der Spule in ihrer Auswirkung auf den resultierenden Impuls bei steilen Spannungssprüngen gegenüber den durch ihre Eigenresonanz verursachten gedämpften Schwingungen stark in den Hintergrund. Das hat Nachteile, aber auch Vorteile.

Der Hauptnachteil besteht darin, daß die Schaltung keine eindeutigen Ergebnisse liefert, wenn lediglich die Spulen-Zeitkonstante zur Auswirkung kommen soll. Vorteile hingegen ergeben sich insofern, als man die Eigenresonanz von L durch geeignete Bemessung sehr hoch legen kann, beispielsweise ohne Schwierigkeiten so hoch, daß die Dauer einer Halbschwingung kleiner ist als die Anstiegzeit des steuernden Impulses. Wenn es nun gelingt, sämtliche folgenden Schwingungen abzuschneiden, ergibt sich zweifellos eine außerordentlich wirksame Differentiation. Das beweisen auch die Oszillogramme, die wir nachstehend besprechen wollen (es sei bemerkt, daß der Ausdruck Differenzierung bei Ausnützung der Eigenresonanz der Spule eigentlich nicht mehr das Richtige trifft; wir wollen das hier aber vernachlässigen).

Das Oszillogramm nach Abb. 204/T XI kam bei einer Rechteckfrequenz von 50 kHz zustande. Die Eigenresonanz des schwingenden Gebildes im Anodenkreis ist vorzugsweise durch L, R und C bestimmt; C setzt sich aus der Ausgangskapazität, der Eingangskapazität des Oszillographen und einigen Schaltkapazitäten zusammen. Die Dämpfung des Kreises wird einerseits durch R, anderseits durch den Innenwiderstand der vorgeschalteten Röhre bestimmt. Da es sich um eine Pentode handelt, ist dieser Widerstand bei normaler Aussteuerung wie vorgesehen sehr groß, so daß er praktisch die Vorgänge im Schwingkreis nicht beeinflußt. Der Widerstand R hatte einen Wert von 100 Ω. Man sieht aus Abb. 204/T XI, daß sowohl bei den positiven als auch bei den negativen Flanken der steuernden Rechteckspannung jeweils ein gedämpfter Schwingungszug einsetzt, dessen Eigenfrequenz groß gegenüber der Rechteckfrequenz ist. Die Schwingung hat eine noch so kleine Dämpfung, daß sie innerhalb einer Halbperiode der Rechteckschwingung nicht abklingen kann. Die Maximalamplitude der Schwingung ist von Anstoß zu Anstoß verschieden groß; das rührt daher, daß bei der positiven Gitterspannungsflanke an R ein größerer Abfall als bei der negativen Flanke erscheint; dieser Abfall überlagert sich natürlich dem Schwingungszug.

In Abb. 205/T XI wurde R auf etwa 500 Ω vergrößert. Jetzt tritt die eigentliche Rechtecksteuerung deutlich zutage, da nunmehr an R entsprechend hohe Spannungsabfälle auftreten. Die überlagerte

Eigenschwingung hingegen ist wesentlich stärker gedämpft; sie ist jetzt bereits nach einer Viertelperiode der Rechteckspannung praktisch abgeklungen. In Abb. 206/T XI ist die Dämpfung noch größer; R hatte jetzt etwa 800 Ω. Hier treten praktisch nur noch zwei Schwingungszüge auf, im übrigen ist lediglich die Rechteckspannung zu sehen. Verkleinert man die Induktivität von L und behält die Daten von Abb. 206/T XI bei, so ergibt sich das Oszillogramm nach Abb. 207/T XI. Bei der größeren Eigenfrequenz tritt auch eine größere Dämpfung auf, so daß praktisch überhaupt keine Schwingung mehr zu erkennen ist. Wir kommen übrigens auf diese Verhältnisse im Rahmen des fünften Kapitels bei der Entzerrung von RC-Verstärkern nochmals näher zurück.

Es kommt nun darauf an, eine einzige Halbwelle der Schwingung nach Abb. 204/T XI so gut wie möglich auszusieben, sämtlichen anderen Komponenten dagegen zu unterdrücken. Schaltet man, wie in Abb. 203 angedeutet, eine Diode FD 3 parallel zu L, so wird die erste, mit großer Amplitude auftretende positive Halbwelle nach Abb. 204/T XI ungeschwächt erscheinen, weil die Diode hierfür in Sperrichtung arbeitet. Die anschließende negative Halbwelle jedoch wird von der Diode praktisch kurzgeschlossen, und die Energie wird in ihrem Innenwiderstand bzw. dem Ohmschen Widerstand der Spule aufgezehrt. Weitere Schwingungen können sich daher überhaupt nicht ausbilden. Abb. 208/T XI zeigt das zugehörige Oszillogramm. Man sieht den außerordentlich schmalen Impuls, der etwa 1/50 der Periode der Rechteckfrequenz von 50 kHz ausmacht. Die Eigenfrequenz der Spule beträgt nämlich etwa 2,5 MHz, was einer Periodendauer von $4 \cdot 10^{-7}$ s entspricht. Rechnet man für die Anstiegzeit des Impulses etwa eine Viertelperiode, so kommt man auf 10^{-7} s = 100 ns, also auf eine sehr kurze Zeit. Verkleinert man die Induktivität der Spule noch weiter, so wird der Impuls noch kürzer. Allerdings ergibt sich schon bald ein relativ großer Abfall der Amplitude, weil das L/C-Verhältnis dann immer kleiner wird. Von diesem jedoch hängt die Amplitude der entstehenden Schwingung ab.

Der Oszillogrammteil zwischen den Impulsen in Abb. 208 verläuft etwas unstetig. Das ist auf den Einfluß der steuernden Rechteckspannung zurückzuführen; der Widerstand R in Abb. 203 war zwar

auf Null eingestellt, indessen reichte der provisorische Schaltungsaufbau nicht aus, um störende Ohmsche Komponenten aus dem Schwingkreis bzw. dem Anodenkreis gänzlich zu entfernen. Bei sorgfältigerem Aufbau würde sich eine absolut horizontale, glatte Linie einstellen.

Wie man sieht, kann man mit Hilfe von Schwingkreisen sehr kurzzeitige Impulse erzeugen, kurzzeitiger jedenfalls, als das durch noch so sorgfältig ausgebildete einfache Differenzierschaltungen möglich ist. Letzten Endes bedeutet übrigens die Einführung von L eine Erhöhung der Grenzfrequenz des Anodenkreises; darüber wird im fünften Kapitel noch gesprochen werden. Beim Aufbau von Schaltungen nach Abb. 203 muß man auf kürzeste Leitungsführung und kleinste Kapazitäten im Anodenkreis achten, um das L/C-Verhältnis so groß wie möglich zu machen.

5. Fehlerfreies Differenzieren

Wie schon erwähnt wurde, ist eine wirklich fehlerfreie elektronische Integration oder Differentiation praktisch nicht möglich. Die Schaltung wird zwar um so genauer, je größer man das betreffende RC-Glied macht, einen gewissen Fehler muß man jedoch immer in Kauf nehmen. Man kann nun mathematisch zeigen, daß sich der Fehler praktisch zu Null machen läßt, wenn man mit einer Gegenkopplung arbeitet, wie sie in Abb. 209 dargestellt ist. Das eigentliche Differenzierglied besteht hier aus dem Kondensator C und dem Widerstand R. Am Gitter entsteht das noch fehlerbehaftete differenzierte Signal, das im Anodenkreis verstärkt auftritt und in Gleichstromkopplung dem Gitter einer zweiten Röhre zugeführt wird. An deren Außenwiderstand R_a entsteht ein neues Signal, das man dem Spannungsteiler R_1R zuführt. Demnach tritt an R ein Korrektur-Spannungswert auf, den man dem Eingangssignal überlagert. Dadurch wird der Fehler kompensiert, und man erhält letzten Endes an R_a nahezu fehlerfrei den Differentialquotienten der Eingangsspannung. Die ungefähre Bemessung der wichtigsten Werte ist in Abb. 209 eingetragen. Sie bezieht sich auf eine Frequenz von 50 Hz. Bei höheren Frequenzen muß vor allem das Differenzierglied anders bemessen werden.

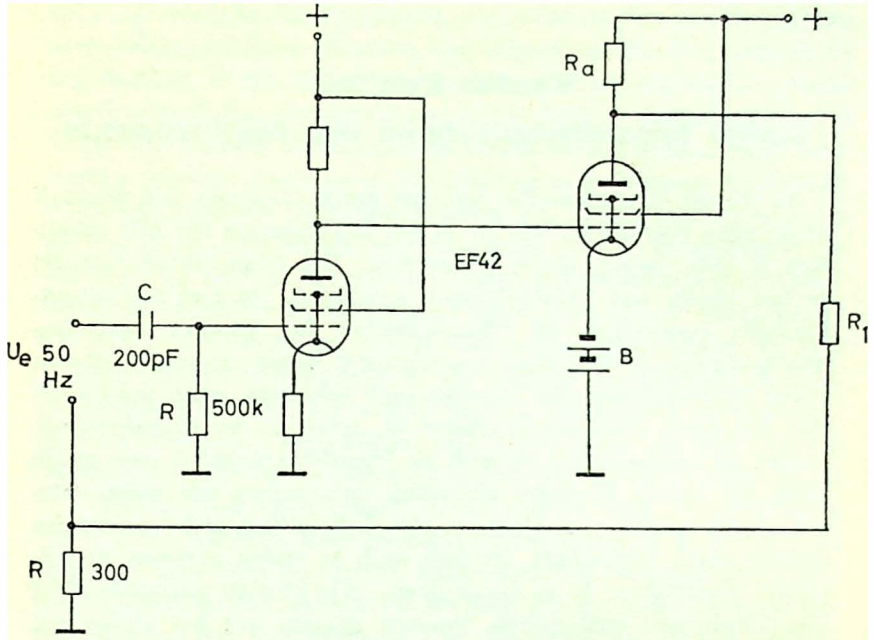


Abb. 209. Schaltung zur fehlerfreien Differenzierung und Integrierung

Soll die Schaltung als Integrator arbeiten, so müssen C und R ihre Plätze vertauschen. Sonst ändert sich an der Schaltung, abgesehen von der jeweils erforderlichen Dimensionierung, nichts. Schaltungen dieser Art haben besonders dann Vorteile, wenn man sie in Analogrechnern usw. verwenden will, wo es auf eine möglichst genaue Nachbildung der jeweiligen mathematischen Funktion ankommt [Literatur wie Abschnitt III].

Viertes Kapitel:
Einige Spezialschaltungen der Impulspraxis

In diesem Kapitel wollen wir vier große Gruppen von Spezialschaltungen betrachten, wie sie in der Impulspraxis für alle möglichen Zwecke immer wieder vorkommen. Der erste Hauptabschnitt ist den Misch- und Torschaltungen gewidmet. Im zweiten Hauptabschnitt besprechen wir Phasenschieber für Impulse und Impulsverzögerer; gerade diese Anordnungen haben Anwendungen in vielen Spezialgebieten der Impulstechnik gefunden. Auch das Kabel, dem der dritte Abschnitt gewidmet ist, spielt in der Impulstechnik sowohl als Laufzeitkabel als auch als Impulsformerkabel eine große Rolle. Im vierten Abschnitt schließlich untersuchen wir einige Frequenzteiler-Schaltungen. Diese werden bekanntlich nicht nur in der elektronischen Zähltechnik, sondern auch in vielen anderen Anordnungen benötigt, z. B. in Quarzuhren. Wir können natürlich nicht alle Schaltungen untersuchen, sondern müssen uns bei vielen auf Andeutungen beschränken.

I. Impulsmischer, Torschaltungen, Koinzidenzschaltungen

Wir geben zunächst einen allgemeinen Überblick über die Aufgabenstellung und die Schaltungstechnik; anschließend besprechen wir die Untersuchung einer modernen Röhrenschaltung an Hand von Oszillogrammen.

1. Aufgaben und allgemeine Schaltungstechnik

Alle in diesem Abschnitt zu besprechenden Schaltungen haben grundsätzlich die Aufgabe, aus mindestens zwei, wenn nicht mehr Impulsreihen oder Einzelimpulsen verschiedener Herkunft irgendein resultierendes neues Signal herzustellen, das in irgendeiner Form eine Kombination der Originalsignale ist. Diese Aufgabe wird in der

Impulspraxis sehr häufig gestellt, und zwar in den verschiedensten Anwendungsgebieten. Denken wir einmal an die Fernsehtechnik; hier handelt es sich darum, das von der Kamera stammende Videosignal, die Zeilen-Synchronimpulse, die Bild-Synchronimpulse und eventuelle weitere Hilfssignale zu einem zusammengesetzten, kompletten Signal zu vereinigen. Weiterhin ist es im Rahmen der Impuls-Nachrichtentechnik (Impulsmodulation mit ihren verschiedenen Abarten) häufig erforderlich, eine bestimmte, relativ komplizierte Impulsreihe zu bilden, die man am besten aus Einzelimpulsen zusammensetzt. Ähnliche Forderungen können auch in der Radartechnik auftreten. Ein besonders großes Anwendungsgebiet haben die hier zu erörternden Schaltungen in der Technik der digitalen Rechenmaschinen gefunden; hier nennt man die Schaltungen — im Gegensatz zur Fernseh-, Nachrichten- und Radartechnik, wo man von Impulsmischern spricht — Tore oder Gatter. Man kennt im wesentlichen Und-Gatter und Oder-Gatter. Diese Gatter- oder Torschaltungen werden im Rahmen einer einzigen Rechenanlage in so großer Zahl benötigt, daß man besondere, außerordentlich wirtschaftliche Schaltungen erdacht hat. Schließlich sei noch auf die Kernphysik verwiesen, die bei der Untersuchung von Kernprozessen auf die Feststellung Wert legt, ob zwei kernphysikalische Ereignisse gleichzeitig stattfinden oder nicht. Auch hierfür braucht man Schaltungen der hier zu besprechenden Art. Sie heißen dann Koinzidenz-Schaltungen, u. U. auch Anti-Koinzidenz-Schaltungen, je nachdem, ob ein zeitliches Zusammentreffen zweier Ereignisse registriert oder unterdrückt werden soll.

Es versteht sich von selbst, daß die vielen möglichen, in Betracht kommenden Schaltungen zwar prinzipiell gleichartig arbeiten, daß sich aber in der Dimensionierung und auch in der Schaltungsausgestaltung im einzelnen je nach Aufgabenbereich wesentliche Unterschiede ergeben können. In manchen Fällen kommt es z. B. darauf an, daß die Amplituden der Einzelimpulse auch im komplexen Signal unverfälscht erscheinen. Das sind dann die linearen Schaltungen, die sehr sorgfältig bemessen werden müssen. Diese Forderung ergibt sich z. B. in der Fernsehtechnik; hier kommt es darauf an, daß im komplexen Signal die Videoamplituden dieselben Schwankungen zeigen, wie sie das von der Kamera stammende Videosignal aufweist.

Mitunter ist aber eine Amplitudenproportionalität nicht nur nicht erwünscht, sondern auch schädlich. Sollen z. B. von dem komplexen Signal irgendwelche monostabile Einrichtungen gesteuert werden, so wird man darauf achten, daß die betreffende Schaltung Signale mit möglichst stabiler Amplitude liefert, so daß man eher bestrebt ist, Amplitudenschwankungen der Eingangssignale zu unterdrücken. Schließlich wird die Dimensionierung der Schaltungen (und teilweise auch deren Auswahl) stark von der Impulslänge, der Impuls-Folgefrequenz und der Anstiegzeit der Flanken bestimmt.

An und für sich sind die Schaltungen relativ einfach. Betrachten wir zunächst das Mischen verschiedener Impulsreihen: dabei kann z. B. gefordert werden, die Impulse zweier oder mehrerer Impulsspannungsquellen in zeitlichem Nebeneinander zusammenzufügen. Zur Verwirklichung dieser Aufgabe genügt bereits eine Mehrgitterröhre, bei der z. B. das Steuergitter von der einen, das Bremsgitter von der anderen Impulsreihe gesteuert wird. Haben die Impulse die richtigen Amplituden, so liefert der Anodenkreis das zusammengesetzte Signal. Sehr geeignet für solche Zwecke sind auch Doppeltrioden, die einen gemeinsamen Kathodenwiderstand haben, an dem das komplexe Signal abgenommen wird, das durch die Beaufschlagung der beiden Steuergitter zustande kommt. Besonders geeignet sind natürlich Spezialröhren mit gleichwertigen Gittern, die im nächsten Abschnitt noch ausführlich besprochen werden.

Auch die Impulsaddition, worunter man das „Aufsetzen" eines Impulses auf das Dach eines anderen breiteren versteht, läßt sich mit einfachen Schaltungen realisieren. So genügt auch hierfür beispielsweise eine Doppeltriode, deren Systeme im linearen Aussteuerungsbereich arbeiten. Man schaltet die Anoden parallel. Treffen nun die beiden zu addierenden Impulse gleichzeitig auf die beiden Steuergitter, so addieren sich die Anodenströme, und man erhält am gemeinsamen Anodenwiderstand einen Abfall, der der Summe der beiden Impulse (formgetreu) entspricht. Gleichzeitig kann man natürlich in geeigneter Weise in diese Schaltungen zusätzliche, synchron mit den anderen Impulsen laufende Impulsreihen eintasten und so zu sehr komplizierten Impulsreihen kommen. Die anzustellenden Überlegungen sind jeweils elementarer Natur. Auch die Auslöschung bestimmter Impulse oder Impulsteile ist mit solchen Schaltungen mög-

lich, beispielsweise einfach dadurch, daß die steuernden Impulse umgekehrte Polarität, aber gleiche Amplitude haben. Im Anodenstrom heben sie sich dann auf, so daß sie dort überhaupt nicht wirksam werden (Anti-Koinzidenz).

Sehr häufig ergibt sich die Forderung, daß das System am Ausgang nur dann ein Signal liefern soll, wenn an allen Eingängen gleichzeitig Impulse liegen. Das sind die sogenannten Und-Gatter, die in der digitalen Rechentechnik sehr oft vorkommen. Solch eine Schaltung läßt sich z. B. mit einer Röhre verwirklichen, die an bestimmten Elektroden doppelseitig gesperrt ist. Sie liefert nur dann einen Anodenstromimpuls, wenn beide Elektroden gleichzeitig entriegelt werden. Ein Impuls allein genügt nicht zum Hervorrufen eines Anodenstromes. Ebenso wichtig in der digitalen Rechentechnik sind die Oder-Gatter, deren Ausgang immer dann einen Impuls abgibt, wenn an einem o d e r an mehreren Eingängen ein Impuls vorhanden ist. Hierfür genügt beispielsweise eine an ihren Elektroden so vorgespannte Röhre, daß stets Anodenstrom fließt. Verwendet man eine Doppeltriode mit gemeinsamem Kathodenwiderstand und steuert die beiden Gitter, so wird entweder bei Steuerung des einen oder des anderen Gitters oder bei gleichzeitiger Steuerung beider Gitter ein immer annähernd gleich großer Impuls am Kathodenwiderstand auftreten, weil der Ausgangswiderstand bei gleichzeitigem Einwirken beider Impulse auf den halben Wert zurückgeht. Verwendet man an Stelle eines Kathodenwiderstandes einen Anodenwiderstand und sorgt für eine passende Begrenzung, so ergibt sich gleichzeitig eine Impuls-Umkehr.

Neben diesen Gatterschaltungen sind die elektronischen Torschaltungen von Bedeutung. Sie haben meistens die Aufgabe, Impulse oder Impulsreihen nur während bestimmter, genau definierter Zeiten hindurchzulassen. Auch solche Schaltungen lassen sich natürlich mit Mehrgitterröhren gut verwirklichen. Man stellt die Vorspannungen so ein, daß bei genügend hoher Vorspannung eines bestimmten Gitters Impulse am zweiten Gitter keinerlei Anodenstrom auszulösen vermögen. Erst wenn das Potential des negativen Sperrgitters auf ein bestimmtes Niveau angehoben wird, rufen die Impulse am anderen Gitter Anodenstrom hervor. Es hängt demnach von der zeitlichen Sperrung oder Öffnung des einen Gitters ab, wann und wie

lange „das Tor geöffnet" ist, wie lange also die Impulsreihen im Anodenkreis auftreten. Auch diese Torschaltungen spielen in der allgemeinen Elektronik, in der digitalen Rechentechnik usw. eine erhebliche Rolle.

Die große Bedeutung der Impulsmischer, Impulsgatter, Impulstore, Koinzidenzschaltungen usw. hat die Entwicklung von Spezialröhren für diesen Zweck sehr gefördert. Wir besprechen daher im nächsten Abschnitt eine Schaltung, die sich für fast alle hier besprochenen Anwendungen gut eignet. Nebenbei sei erwähnt, daß die Halbleiter-Bauelemente, insbesondere die Halbleiterdioden und die Transistoren, die Entwicklung besonders geeigneter Schaltungen für den hier in Rede stehenden Zweck ermöglichen. Darüber hinaus werden sie außerordentlich wirtschaftlich, brauchen wenig Strom und haben einen geringen Platzbedarf. Schaltungen dieser Art werden im zweiten Band der „Impulspraxis" besprochen werden.

2. Untersuchung einer Heptodenschaltung

Abb. 210 zeigt die Schaltung, die mit einer Spezial-Heptode EH 900 s arbeitet. Wir wollen die Eigenschaften dieser Röhre kurz besprechen, da deren Kenntnis Voraussetzung für das Verständnis der damit möglichen Schaltungen ist.

Abb. 210 zeigt, daß die Röhre außer über Kathode und Anode über fünf verschiedene Gitter verfügt. Das Bremsgitter hat die allgemein bekannten Aufgaben. Das erste und das dritte Steuergitter haben auf den Anodenstrom einen gleichartigen Einfluß. Wird nur eines der beiden Gitter auf eine Spannung von mindestens -10 V gelegt (Sperrspannung), so kommt kein Anodenstrom zustande, auch wenn das andere Gitter bis auf 0 V angehoben wird. Zur Entkopplung zwischen Gitter 1 und Gitter 3 ist ein Schirmgitter (Gitter 2) angeordnet, ein weiteres Schirmgitter befindet sich zwischen Gitter 3 und dem Bremsgitter, Gitter 5. Dadurch entsteht, wie man sieht, eine Heptode. Bei ihrer Konstruktion wurde auf die schon erwähnte Gleichwertigkeit der beiden Steuergitter 1 und 3 besonders großer Wert gelegt. Die Schirmgitter dienen zur weitgehenden Entkopplung der einzelnen Kreise, so daß sich Rückwirkungen leicht vermeiden lassen. Die Sperrspannungen sind mit -10 V als äußerst klein

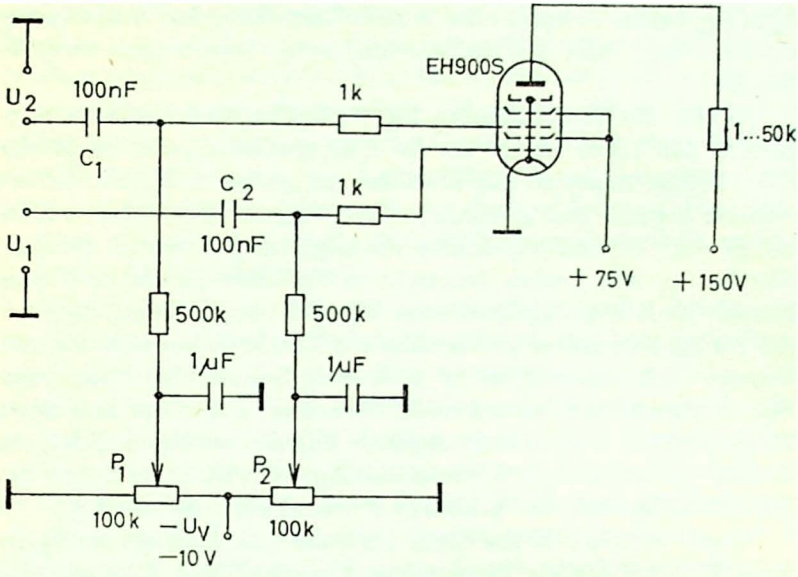


Abb. 210. Schaltheptode im Impulsmischer, Tor oder logischer Schaltung

zu bezeichnen, so daß man auch bei hoher Schaltgeschwindigkeit mit einer sehr geringen Steuerleistung auskommen kann. Die Schirmgitter lassen sich bis zu 1 W belasten, was beispielsweise dann wichtig ist, wenn das erste Gitter an der Vorspannung Null liegt, das Gitter 3 jedoch gesperrt wird. Nunmehr fließt nämlich praktisch der gesamte Kathodenstrom zum ersten Schirmgitter (Gitter 2).

Die vorzügliche Rückwirkungsfreiheit, die Gleichwertigkeit der beiden Steuergitter und die räumlich kleinen Abmessungen dieser Röhre lassen sie als prädestiniert für Schaltungen der hier zu besprechenden Art erscheinen. Betrachten wir Abb. 210 etwas näher. Die beiden Steuergitter liegen über Schutz- und Gitterwiderstände jeweils an Potentiometern P_1 und P_2, so daß man die Vorspannung weitgehend zwischen 0 und -10 V variieren kann. Die Schirmgitter erhalten im praktischen Betrieb etwa 75 V, die Anode 150 V. Die Größe des Anodenwiderstandes hängt davon ab, ob man eine hohe Ausgangsspannung braucht oder ob es vor allem auf steile Flanken ankommt. Die Impulse gelangen über Koppelkondensatoren C_1 und

C_2 zu den beiden Steuergittern. Je nach Einstellung der Vorspannung an diesen kann man nun die verschiedensten Schaltungen verwirklichen.

Werden die Vorspannungen für die beiden Steuergitter so eingestellt, daß beide kleiner als die Sperrspannung sind, so ist die Röhre beispielsweise als Impulsmischer gut geeignet. Zeitlich nebeneinander liegende und synchron laufende Impulsreihen können hierbei zu einer Gesamt-Impulsreihe vereinigt werden, wobei die Amplituden an den beiden Steuergittern natürlich gleich groß sein müssen. Auch eine Impulsaddition läßt sich durchführen, da jedes der beiden Steuergitter gleichmäßig zur Anodenstromerhöhung mit beiträgt. Selbstverständlich ist auch eine Impulssubtraktion bzw. eine Antikoinzidenzschaltung realisierbar. Man muß dann dem einen Gitter positive, dem anderen negative Impulse zuführen. Schon in der hier gewählten Arbeitspunkteinstellung (beide Gitter nicht gesperrt) ergeben sich also zahlreiche Anwendungsmöglichkeiten.

Legen wir nun z. B. das Gitter 1 auf die volle Sperrspannung, so kann die Schaltung als Tor verwendet werden. Die Zeitdauer der Öffnung des Tores wird dann durch die Zeitdauer des positiven Impulses, den man dem ersten Gitter zuführt, festgelegt. An das dritte Gitter kommt die Impulsreihe, die nach Maßgabe der Steuerung am ersten Gitter hindurchgelassen oder gesperrt werden soll. Dadurch wird die Röhre universell verwendbar in elektronischen Torschaltungen aller Art.

Ein „Und-Gatter" erhält man, wenn die Potentiometer P_1 und P_2 auf die vollen Sperrspannungen eingestellt sind. Dann bleiben Einzelimpulse an den Gittern jeweils ohne Wirkung. Nur wenn sie z u s a m m e n in positiver Richtung eintreffen, liefert die Röhre einen negativen Ausgangsimpuls. Die Bedingung, daß nur zwei gleichzeitig eintreffende Impulse einen Ausgangsimpuls auslösen, wird also in dieser Betriebseinstellung ohne weiteres erfüllt.

Zur Verwirklichung eines Oder-Gatters braucht man nur beide Steuergitterspannungen auf Null einzustellen. Dann fließt im Ruhezustand dauernd Anodenstrom, der die Spannung an der Anode kleiner als die Betriebsspannung hält. Trifft nun entweder auf Gitter 1 oder auf Gitter 3 ein Impuls in negativer Richtung, der mindestens die Sperrspannung erreicht, so verschwindet der Anodenstrom, und

man erhält am Anodenwiderstand einen positiven Impuls. Dasselbe Resultat ergibt sich, wenn die Impulse gleichzeitig eintreffen. Die Ausgangsamplitude ändert sich in diesem Fall nicht, weil sowohl bei einem einzelnen Impuls an einem der beiden Gitter als auch an beiden Gittern gleichzeitig derselbe Anodenstromhub entsteht. Recht vorteilhaft ist übrigens, daß die Schaltflanken am Außenwiderstand gleiche Anstiegzeiten haben, da der Innenwiderstand der Röhre so groß ist, daß er auf die schädliche Anodenkreis-Zeitkonstante praktisch ohne Einfluß bleibt.

Für Koinzidenzschaltungen gilt natürlich dieselbe Einstellung wie für das Und-Gatter. Soll mit der Röhre eine Anti-Koinzidenzschaltung verwirklicht werden, so steuert man beide Gitter vom normalen Arbeitspunkt aus mit Impulsen, die beispielsweise an Gitter 1 positiv, an Gitter 2 dagegen negativ sind. Dann wird der Anodenstrom immer verschwinden, wenn zwei Impulse koinzidieren. Es entsteht dann eine Lücke in der Impulsreihe des Anodenkreises.

Selbstverständlich ist diese Spezialpentode auch für andere Zwecke, z. B. als Mischröhre in der Rundfunktechnik, verwendbar. Dem einen Gitter wird dann die Oszillatorspannung zugeführt, währen das andere Gitter die Eingangsspannung erhält. Bei richtiger Dimensionierung ergibt sich so eine optimale multiplikative Mischung.

Die Oszillogramme Abb. 211—214 (Tafel XI) mögen einige Betriebszustände der EH 900 s veranschaulichen. In Abb. 211/T XI wurde an das 3. Gitter eine Rechteckspannung von etwa 500 Hz angeschlossen, die so groß war, daß sie die Sperrspannung weit überschritt. Das erste Gitter erhielt eine Sinusspannung von etwa 2 kHz zugeführt. Die Röhre wurde durch das 3. Gitter bei den negativen Halbwellen der Rechteck-Steuerspannung vollkommen verriegelt, was durch die obere horizontale Linie zum Ausdruck kommt. Bei einer Spannung von etwa 0 V am 3. Gitter dagegen konnte die Sinusspannung am 1. Gitter die Röhre aussteuern, so daß sich die entsprechenden Schwingungsformen zeigen. Verkleinert man die Rechteckspannung am 3. Gitter so weit, daß die Sperrspannung noch nicht erreicht ist, so erhält man das Oszillogramm nach Abb. 212/T XI. Hier steuert die Sinusspannung die Röhre auch noch in der negativen Halbwelle der Rechteckspannung am 3. Gitter; allerdings ergibt sich dann wegen der kleineren Steilheit bereits eine kleinere Amplitude.

Die Abb. 213/T XI und Abb. 214/T XI zeigen im wesentlichen dasselbe, nur bei Verwendung einer Rechteckspannung auch am 1. Steuergitter. Die Frequenzverhältnisse sind ungefähr dieselben. Insbesondere die Abb. 211/T XI und 212/T XI zeigen, wie exakt die Röhre steuert [1, 8—9, 10, 13, 16, 18, 19, 41, 53, 57, 94, 96].

II. Phasenschieber und Impulsverzögerer

Phasenschieber und Impulsverzögerer kommen in der modernen Impulspraxis sehr häufig vor. So besteht häufig die Forderung, die Phasenlage einer Impulsreihe gegenüber der einer anderen um einen mehr oder weniger großen Betrag kontinuierlich zu verschieben. Ferner müssen mitunter Impulse verzögert werden, beispielsweise in der Oszillographentechnik, wenn es darauf ankommt, auch die ersten Teile eines wiederzugebenden Impulses auf dem Leuchtschirm ordnungsgemäß erscheinen zu lassen. Die Meßspannung muß dann die Ablenkplatten verzögert erreichen. In der Radartechnik steht man häufig vor der Aufgabe, kleine Zeiten exakt zu messen, beispielsweise die zwischen dem direkten und dem reflektierten Signal liegende Zeitspanne, die ein unmittelbares Maß für die Entfernung ist. Das kann z. B. mit Hilfsimpulsen geschehen, die synchron mit den Radarimpulsen laufen, denen jedoch gegenüber den Radarimpulsen eine kontinuierliche Verzögerung erteilt wird. Man kann dann die Hilfsimpulse gewissermaßen zwischen dem direkten und dem reflektierten Signal hin- und herschieben und mit den Signalen jeweils zur Deckung bringen. Der hierfür erforderliche Phasenschieber ist meistens direkt in Entfernungseinheiten geeicht, so daß die Kathodenstrahlröhre nur als Vergleichsindikator dient; die eigentliche Messung erfolgt mit dem Phasenschieber, der natürlich hohen Ansprüchen genügen muß.

In der Impulstechnik dominieren vor allem zwei Gruppen, nämlich die Laufzeitketten- oder Laufzeitkabel-Phasenschieber und die mit Univibratoren und Schmitt-Triggern arbeitenden Einrichtungen. Die zuerst genannte Gruppe kommt für kurze Verzögerungszeiten, die zweite dagegen für längere Zeiten in Betracht. Mit den aus der normalen Nachrichtentechnik oder der allgemeinen Elektrotechnik

bekannten zahlreichen Phasenschieberanordnungen kann man wenig anfangen, weil sie meistens eine viel zu kleine Bandbreite haben; sie sind gewöhnlich nur für Sinusspannungen bestimmt und würden infolge ihrer Dimensionierung die Impulse gänzlich verzerrt übertragen. Trotzdem kommen solche Schaltungen beispielsweise dann in Betracht, wenn die Impulsreihen aus Sinusschwingungen abgeleitet werden, wenn also die Steuergeneratoren sinusförmige Spannungen liefern. Man kann dann die Sinusspannung einem der konventionellen Phasenschieber zuführen und dessen Ausgangsspannung erst zur Steuerung des eigentlichen, getriggerten Impulsgenerators verwenden. Dann läßt sich die Phasenlage der Impulse genau so verschieben wie mit den eigentlichen Impuls-Phasenschiebern.

Wir werden in den folgenden Abschnitten die Röhrenschaltungen nur kurz streifen, weil diese bereits im zweiten Kapitel, Abschnitt II/3, 6, 7 ausführlich besprochen worden sind. Etwas näher gehen wir dagegen auf die Laufzeitkabel bzw. Laufzeitketten ein und widmen auch dem Sinus-Phasenschieber etwas Raum, besonders da diese Schaltung relativ leicht zu verwirklichen ist.

1. Univibratoren und Schmitt-Trigger

Auf die Eignung eines monostabilen Multivibrators für die kontinuierliche Phasenverschiebung von Impulsen wurde bereits hingewiesen. Die Wirkungsweise haben wir im zweiten Kapitel Abschnitt II/3 genau besprochen. Es wurde gezeigt, wie man aus der Rückflanke des vom Univibrator gelieferten Impulses durch Differenzierung einen neuen Impuls herstellen kann, der sich gegenüber dem eingangsseitigen, triggernden Impuls durch einfache Veränderung der Zeitkonstante des Univibrators innerhalb eines Bereiches von fast 360° kontinuierlich verschieben läßt. Soll der Univibrator kleinste Verzögerungszeiten liefern, so muß er sehr breitbandig ausgelegt werden. Man arbeitet dann mit leistungsfähigen Röhren, extrem kleinen Außenwiderständen und eventuell mit einem Koppel-Kathodenverstärker, um allerkürzeste Impulse zu bekommen. Auch diese Technik wurde bereits besprochen. Will man den Univibrator als Phasenschieber möglichst weitgehend, d. h. bis fast 360°, ausnutzen, so muß man ebenfalls auf große Flankensteilheit achten,

weil diese maßgebend für den Abstand zwischen der abfallenden Flanke und der ansteigenden Flanke des nächsten Triggerimpulses ist. Bei flachen Flanken arbeitet der Univibrator schon frühzeitig als Frequenzteiler, und man kann nur einen Teil der Periode zum Impulsverzögern ausnützen. Ferner muß die Erholungszeit des Univibrators sehr gering sein, damit er beim Eintreffen des nächsten Triggerimpulses wieder mit Sicherheit kippt. Das sind im wesentlichen die Richtlinien, nach denen man die Schaltung bei Verwendung als Impulsverzögerer dimensionieren muß. Die Herstellung sehr langer Verzögerungszeiten macht so lange keine Schwierigkeiten, als sich in diesem Bereich die Zeitkonstanten noch mit einwandfreien Widerständen und Kondensatoren verwirklichen lassen. Gegebenenfalls kann man bei Anwendung des Miller-Prinzips eine wesentliche Erhöhung der Zeitkonstante erreichen und kommt so auf Zeiten von mehreren Minuten, ja von Stunden. Forderungen dieser Art treten aber nur selten auf.

Auch der Schmitt-Trigger läßt sich als Impulsverzögerer benutzen, wenn man die Spannung am Eingang der ersten Röhre variabel macht. Die Wirkungsweise und die zugehörigen Oszillogramme wurden bereits im zweiten Kapitel Abschnitt II/6 besprochen. Leider ist der Schmitt-Trigger als Zeitverzögerer gegenüber Spannungsschwankungen sehr empfindlich; so genügen schon geringfügige Spannungsänderungen am Eingang der ersten Röhre, um die abgegebene Impulsbreite nicht unerheblich schwanken zu lassen. Man wird daher mit gut stabilisierten Betriebsstromquellen arbeiten müssen, und das Einstellpotentiometer soll, wenn es in Zeiteinheiten geeicht wird, ein hochwertiges Fabrikat sein, damit sich die Widerstandswerte mit Sicherheit reproduzieren lassen.

Der Schmitt-Trigger ist grundsätzlich innerhalb des Frequenzbereiches, in dem er überhaupt arbeitsfähig ist, auch als Impulsverzögerer zu verwenden. Der umfaßte Phasenwinkelbereich hängt weitgehend von der Hysterese der Schaltung ab, wie sich das aus den besprochenen Oszillogrammen einwandfrei ergibt. Je kleiner die Hysterese ist, um so größer ist der erfaßte Phasenwinkelbereich. Allerdings wird mit abnehmender Hysterese die Schaltung labiler und arbeitet nicht so exakt, als wenn man die Hysterese hochtreibt, was gleichzeitig im allgemeinen mit einer kürzeren Anstiegzeit der

Flanken verbunden ist. Der Spannungsteiler zwischen den beiden Röhren ist dann nämlich niederohmig, und das Umkippen geht schnell vonstatten. Man sieht also, worauf es ankommt, wenn man den Schmitt-Trigger als Impulsverzögerer verwenden will.

2. Sinus-Phasenschieber mit Impulsformer

Das Prinzip wurde in der Einleitung zu diesem Hauptabschnitt schon angedeutet. Grundsätzlich könnte man alle denkbaren Sinusspannungs-Phasenschieber verwenden, wie sie z. B. in dem Werk „Neue Schule der Radiotechnik und Elektronik", Band IV, oder in dem Werk „Meßpraxis" (S. 231) vom gleichen Verfasser im gleichen Verlag beschrieben worden sind. Vor allem die in dem zuletzt erwähnten Buch angegebene Schaltung ist für das Ton- und teilweise auch noch das Hochfrequenzgebiet bestens geeignet. Die Schaltung wurde in ihrer Wirkungsweise auf den Seiten 231—233 des Buches „Meßpraxis" sehr ausführlich erörtert, so daß wir auf diese Ausführungen verweisen möchten. Der Vollständigkeit halber bringen wir jedoch noch in Abb. 215 eine diesbezügliche, mit Dimensionierungsangaben versehene Schaltung, die weitgehend frequenzunabhängig

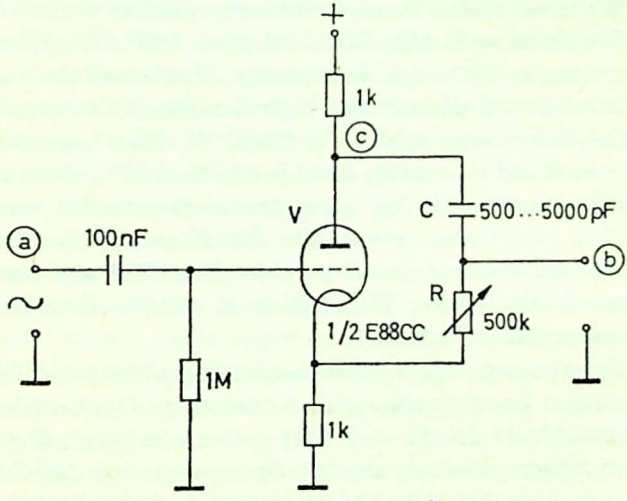


Abb. 215. Phasenschieber für Sinusschwingungen

arbeitet. Am Anschluß a liegt der Sinus-Steuerspannungsgenerator, am Anschluß b der Eingang des Impulsformers, der z. B. aus einem Schmitt-Trigger oder einem monostabilen Multivibrator bestehen kann. Leitet man gleichzeitig aus der an a liegenden Sinusspannung unverzögert einen Impuls ab, so ist man in der Lage, durch Variieren des Widerstandes R die beiden so entstehenden Impulsreihen um etwa 180° gegenseitig zu verschieben. Wir kommen darauf nochmals zurück.

Die Schaltung nach Abb. 215 ist sehr schnell aufgebaut und arbeitet bei der angegebenen Dimensionierung einwandfrei bis etwa 100 kHz. Die Oszillogramme Abb. 216—223 (Tafel XI und XII) geben einen interessanten Einblick in die Wirkungsweise der Schaltung. In Abb. 216/T XI sehen wir das Doppeloszillogramm der Sinusspannungen an a und b, wenn der Widerstand R kurzgeschlossen ist. Nunmehr arbeitet die Röhre V praktisch als Kathodenverstärker, die Reaktanz von C kann gegenüber dem kleinen Ausgangswiderstand an der Kathode vernachlässigt werden, und man erhält an b dieselbe Phase wie an a. In Abb. 217/T XI wurde dagegen R so groß gemacht, daß C nicht mehr vernachlässigt werden kann. Nun stellt sich eine Phasenverschiebung von etwa 90° ein, was aus Abb. 217/T XI deutlich zu erkennen ist. Bei weiterem Vergrößern von R wird auch diese Phasenverschiebung größer; sie beträgt z. B. im Oszillogramm nach Abb. 218/T XI etwa 130°. Wird R gänzlich unterbrochen, so liegt eine vollständige Phasenumkehr vor, denn nunmehr arbeitet V als normaler Kathodenbasis-Verstärker. Das zugehörige Oszillogramm zeigt Abb. 219/T XI. Man kann also durch Regeln von R fast den vollen Bereich von 0—180° erfassen. Hinter die Schaltung nach Abb. 215 kann man auch jederzeit eine zweite gleichartige Anordnung setzen, die die Phase um weitere 180° schiebt, so daß man insgesamt zu einer Verschiebung von nahezu 360° kommt. Die beiden Widerstände R werden dann von einer gemeinsamen Achse bedient.

Es ist interessant, die Wirkungsweise dieses Phasenschiebers bei Anlegen einer Impulsspannung zu untersuchen. Die Oszillogramme Abb. 220—223 (Tafel XI und XII) geben hierüber näheren Aufschluß. Oszillographiert wurden die Spannungen an den Punkten c und b von Abb. 215. Die Spannung an c entspricht jeweils den

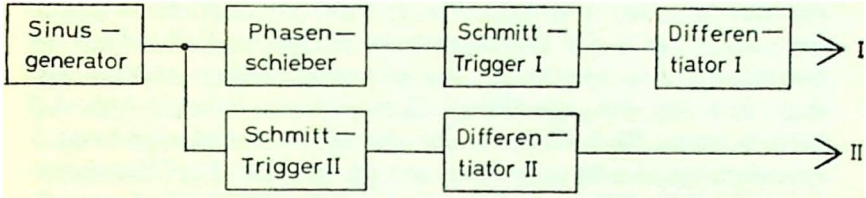


Abb. 224. Blockschaltbild zur Verwendung von Abb. 215 als Impuls-Phasenschieber

oberen Bildern in den Oszillogrammen. Denken wir uns zunächst den Widerstand R unterbrochen, so bekommt man das Oszillogramm Abb. 220/T XI, da nunmehr die Punkte b und c elektrisch praktisch zusammenfallen. Die Phasenverschiebung ist 0. Schaltet man nun den Widerstand R ein und verkleinert ihn langsam, so werden in b die Spannungen am Kathodenwiderstand und am Anodenwiderstand wirksam; außerdem tritt eine Differenzierung durch das Glied CR ein. Das zeigt Abb. 221/T XII. Bei weiterer Verkleinerung ergibt sich das Bild Abb. 222/T XII. Die Spannung an der Kathode wird jetzt im Punkt b mehr und mehr wirksam, und wenn man schließlich R kurzschließt, so erhält man das Oszillogramm Abb. 223/T XII. Man sieht, daß jetzt eine Phasenverschiebung von 180° besteht. Allerdings ist nun die Rechteckspannung stark verschliffen, weil ja C jetzt unmittelbar Anode und Kathode miteinander verbindet. Diese beiden Punkte entsprechen jedoch den Anschlüssen eines symmetrischen Impulsgenerators, und dessen Belastung durch die Kapazität von 5000 pF reicht aus, um die Flanken stark zu verformen. Hingegen bleibt natürlich die Spannung des steuernden Impulsgenerators in a unbelastet, weil sie durch die Röhre von der eigentlichen Phasenschieberschaltung getrennt ist; sie wirkt hier praktisch als Symmetrierröhre.

Selbstverständlich entsprechen die Zwischenstadien nach den Bildern Abb. 221/T XII und 222/T XII Phasenwinkeln zwischen 0 und 180°. Man erreicht daher an sich auch bei Rechteckspannungen eine kontinuierliche Phasenverschiebung mit dieser Schaltung, nur kann sie im Sinn einer zeitlichen Verzögerung zwischen den Flanken naturgemäß nicht ausgewertet werden. Immerhin zeigen diese Oszillogramme den interessanten Zusammenhang zwischen dem Phasenwinkel eines frequenzabhängigen Gliedes und der dann

auftretenden Formverzerrung der Rechteckkurve. Aber man wird diese Schaltung in der Impulspraxis immer nur in Verbindung mit Sinusspannungen verwenden, die phasenverschoben werden und dann ihrerseits den eigentlichen Kippgenerator steuern. Abb. 224 zeigt in einem Blockschaltbild, wie eine solche Anordnung beschaffen sein muß. Der Sinusgenerator steuert zunächst den Phasenschieber nach Abb. 215, der seinerseits den Schmitt-Trigger I anstößt. Dann folgt ein Differentiator I, der beispielsweise die abfallende oder ansteigende Flanke des Schmitt-Triggers hervorhebt. Dieser Differentiator liefert den Ausgang I. Der Sinusgenerator steuert gleichzeitig den Schmitt-Trigger II, und dieser den Differentiator II. Er liefert den Ausgang II. Durch Variation des Phasenschiebers kann man jetzt die Ausgangsflanke von I gegenüber der von II, wie geschildert, kontinuierlich verschieben. In manchen Fällen ist solch eine Schaltung besser geeignet als ein Univibrator oder eine Laufzeitkette, die nur sehr kleine Verzögerungen liefert.

3. Laufzeitketten und Laufzeitkabel als Phasenschieber

Zeitliche Verzögerungen von Impulsen kann man auch mit Laufzeitketten oder Laufzeitkabeln erreichen. Eine Laufzeitkette entspricht schaltungsmäßig bekanntlich einem LC-Tiefpaßfilter, also einer Anordnung mit Induktivitäten als Längswiderständen und Kapazitäten als Querwiderständen. Der Wellenwiderstand einer solchen Kette berechnet sich nach (Gl. 39), die Grenzfrequenz nach (Gl. 40) und die Laufzeit eines Gliedes nach (Gl. 41). Die Laufzeiten der einzelnen Glieder addieren sich, so daß man bei n-Gliedern eine n-mal größere Laufzeit erhält. Wie eine einfache zahlenmäßige Auswertung dieser Gleichungen ergibt, sind der praktischen Anwendbarkeit solcher Ketten in mancherlei Hinsicht Grenzen gesetzt. Um große Laufzeiten zu bekommen, braucht man große Induktivitäten und Kapazitäten. Diese jedoch setzen die Grenzfrequenz der Kette entsprechend weit herab, so daß impulsförmige Spannungen mit steilen Anstiegzeiten nur unvollkommen übertragen werden. Eine Verbesserung läßt sich erzielen, wenn man sehr viele Kettenglieder verwendet; dann wird das Produkt LC je Glied relativ klein, und wegen der großen Gliederzahl erhält man trotzdem eine verhältnis-

mäßig große Laufzeit. Ein solches Vorgehen ist jedoch wieder kostspielig, und der Abgleich der einzelnen Glieder, ihr Aufbau, ihre erforderliche gegenseitige Abschirmung usw. sind nicht ganz unkritisch. Wichtig ist, daß eine solche Kette mit ihrem Wellenwiderstand abgeschlossen wird; nur dann arbeitet sie einwandfrei als Laufzeitkette. Verzögerungen bis etwa 0,5 μs lassen sich mit solchen Anordnungen noch gut realisieren. Bei größeren Laufzeiten indessen ergeben sich Schwierigkeiten.

Auch mit einfachen Kabeln kann man Laufzeitglieder bauen, denn diese kann man physikalisch ebenfalls aus der Reihenschaltung winzig kleiner Induktivitäten auffassen, mit ebenso kleinen Kapazitäten als Querwiderständen. Grundsätzlich gelten für derartige Kabel dieselben Gleichungen, nur mit dem Unterschied, daß eine Grenzfrequenz in strengem Sinne für ein Laufzeitkabel nicht existiert. Nun ist jedoch die Laufzeit bei normalen Kabeln, beispielsweise Koaxialtypen, sehr klein; die Fortpflanzungsgeschwindigkeit hängt nach (Gl. 42) von der Lichtgeschwindigkeit c, der mittleren Dielektrizitätskonstante ε und der Permeabilität μ ab; sie wird um so kleiner, je größer die beiden zuletzt genannten Werte sind. Kabel üblicher Bauart sind meist eisenlos, so daß $\mu = 1$ wird, und die Dielektrizitätskonstante ist ebenfalls gering. Man müßte schon viele Meter eines solchen Kabels verwenden, um wenigstens einige Zehntel μs Verzögerungszeiten zu erhalten. Deshalb hat die Industrie Spezialkabel, sogenannte Laufzeitkabel, geschaffen, die einen gewendelten Innenleiter besitzen und Eisen (Ferrit) enthalten, so daß das Produkt aus Dielektrizitätskonstante und Permeabilität relativ groß wird. Mit Kabeln dieser Art erhält man immerhin Verzögerungszeiten zwischen etwa 0,03 und 0,3 μs/m. Das sind Werte, die das Kabel interessant werden lassen [Literatur wie Abschnitt I].

III. Das Kabel als Impulsformer

1. Grundsätzliches Verhalten

In der Kurzzeit-Impulstechnik hat in den letzten Jahren das Kabel als Impulsformer eine erhebliche Bedeutung erlangt. Man ver-

wendet es beispielsweise in der Radartechnik, aber auch in der Kernphysik, wo sehr kurzzeitige Impulse eine besonders große Rolle spielen. Um das Verhalten des Kabels als Impulsformer zu verstehen, gehen wir davon aus, daß jedes Kabel nach (Gl. 41) eine bestimmte Laufzeit hat.

Wie verhält sich nun ein Impuls, den man in ein Kabel hineinsendet? Um die Verhältnisse überblicken zu können, muß man drei Fälle unterscheiden: Das Kabel ist am Ende kurzgeschlossen, offen oder mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen. Jedesmal verhält sich das Kabel anders. Zur Kennzeichnung seines Verhaltens arbeitet man mit dem Reflexionsfaktor nach (Gl. 43). Nehmen wir den ersten Fall, den Kurzschluß, an, so hat der Reflexionsfaktor den Wert —1. Das bedeutet, daß zwar die gesamte Impulsspannung reflektiert wird, daß sie sich aber von der Eingangsspannung subtrahiert. Läuft das Kabel am Ende leer, so hat der Reflexionsfaktor den Wert 1. Auch jetzt erfolgt eine vollkommene Reflexion des Impulses, nur mit dem Unterschied, daß sich die rückkehrende Spannung zu der Eingangsspannung addiert. Schließlich bedeutet der Abschluß des Kabels mit seinem Wellenwiderstand den Reflexionsfaktor Null, und die Spannung wird nicht mehr reflektiert, sondern im Wellenwiderstand verbraucht. Der Impuls gelangt am Ausgang um die einfache Kabellaufzeit verzögert an. Die rücklaufende Impulsspannung in den beiden ersten Fällen dagegen kehrt nach der doppelten Kabellaufzeit wieder an den Eingang zurück. In allen drei Fällen ist vorausgesetzt, daß das Kabel am Eingang mit seinem Wellenwiderstand belastet ist. Die Zwischenfälle, daß nämlich das Kabel mit einem Widerstand abgeschlossen wird, der größer oder kleiner als der Wellenwiderstand, jedoch nicht 0 oder unendlich ist, lassen wir außer Betracht.

An sich sind die vorstehend beschriebenen Tatsachen seit langem bekannt. Wie man sie schaltungstechnisch in der Impulstechnik zur Impulsformung ausnützen kann, zeigt der folgende Abschnitt.

2. Schaltungstechnik mit Kabeln als Impulsformer

Betrachten wir zunächst die Schaltung nach Abb. 225. Dort ist ein Thyratron T dargestellt, das gitterseitig über den Widerstand R_2

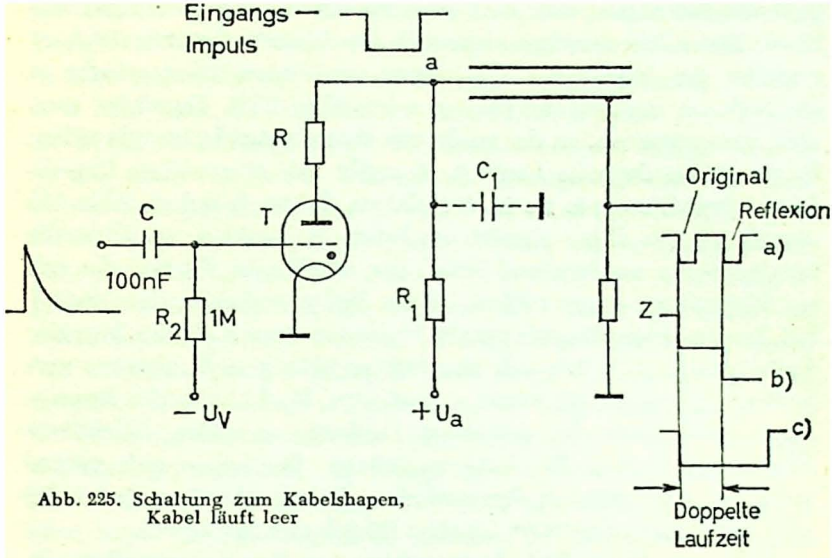


Abb. 225. Schaltung zum Kabelshapen, Kabel läuft leer

so weit mit $-U_v$ vorgespannt ist, daß bei der angelegten Anodenspannung U_a noch keine Zündung eintritt. Die Anodenspannung wird über R_1 (relativ hochohmig) und den Schutzwiderstand R der Anode zugeführt. Außerdem ist die Anode des Thyratrons über R an den Eingang eines hinten offenen Kabels angeschlossen. Der Außenmantel des Kabels liegt über den Wellenwiderstand Z an Masse. Trifft nun ein positiver Impuls über C auf das Gitter des Thyratrons, so wird die Gitterspannung so weit angehoben, daß das Thyratron zündet. Im gezündeten Zustand können wir seinen Innenwiderstand, sowie den kleinen Schutzwiderstand R vernachlässigen. Dann liegt praktisch der Punkt a an Masse, und da der Wellenwiderstand Z ebenfalls an Masse liegt, ist das Kabel eingangsseitig mit seinem Wellenwiderstand abgeschlossen. Im Augenblick der Zündung des Thyratrons sinkt die Spannung in a schlagartig ab, um nach dem Abklingen des Eingangsimpulses wieder anzusteigen, weil die Zündung wegen des Spannungsabfalles an R_1 wieder abreißt. Für den Zeitraum zwischen Zündung und Löschung ist im wesentlichen die Zeitkonstante $R_1 C_1$ (C_1 = schädliche Kapazität) verantwortlich.

Der auf diese Art zustande kommende „Eingangsimpuls" durch-

läuft das Kabel und wird am Ende reflektiert. Ist nun die zeitliche Dauer dieses Impulses in a kleiner als die doppelte Kabellaufzeit, so erscheint der Impuls mit Verspätung um diesen Wert wieder in Originalform am Eingang (Skizze a bei Abb. 225). Damit ist noch nicht viel gewonnen. Ist der an der Anode auftretende Impuls jedoch länger als die doppelte Laufzeit, so ergibt sich eine andere Impulsform, nämlich so, wie sie in der kleinen Skizze b neben Abb. 225 eingetragen ist. Dann nämlich erscheint im Punkt a zunächst die Originalflanke, anschließend jedoch die reflektierte Flanke, die sich zur Eingangsspannung addiert, da der Reflexionsfaktor den Wert 1 hat. Ist der Originalimpuls um ein Vielfaches länger als die doppelte Kabellaufzeit, so würde sich eine treppenförmig nach abwärts verlaufende Spannung am Punkt a einstellen. Macht man die Impulslänge exakt gleich der doppelten Laufzeit, so fallen reflektierte Flanke und Original-Rückfront zusammen. Sie heben sich gegenseitig auf, und erst nach der vierfachen Kabellaufzeit erscheint die vom Kabelende reflektierte Original-Rückflanke (Skizze c).

Wird nun ein am Ende kurzgeschlossenes Kabel verwendet, wie das Abb. 226 zeigt, so ergeben sich etwas andere Verhältnisse. Ist der Impuls länger als die doppelte Laufzeit, so bekommt man das Bild der Skizze a in Abb. 226; die rücklaufende, umgekehrt reflektierte Impulsflanke liefert zusammen mit dem Anstieg einen exakt begrenzten Impuls. Entspricht die Impulslänge der doppelten Laufzeit, so gilt Skizze b. Die in umgekehrter Polarität reflektierte Vorderfront subtrahiert sich jetzt von der Original-Rückfront, und der Impuls verläuft weit nach unten. Die abfallende Flanke des Originalimpulses dagegen erscheint nun als ansteigende Flanke. Ist jedoch

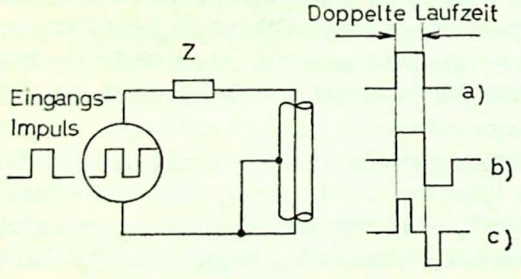


Abb. 226. Schaltung zum Kabelshapen, Kabel ist kurzgeschlossen

der Impuls kürzer als die doppelte Laufzeit, so gilt Skizze c. Der Impuls erscheint zeitlich verspätet mit umgekehrter Polarität.

Die einwandfreie Begrenzung eines Impulses nach Skizze a Abb. 226 und die Möglichkeit der Breitenvariation des Impulses durch die Kabellänge macht das Kabel zu einem ausgezeichneten Impulsformer. Die steile Anstiegfront des Impulses wird vom Kabel ebenso steil reflektiert, und je kürzer man das Kabel macht, um so früher kehrt die reflektierte Flanke wieder, um so kürzer ist also der auftretende Impuls am Kabel. Die Methode wird „Kabelshapen" genannt. Sehr kurze Impulse von etwa 10^{-9} s Dauer können mit normalen Kabeln geformt werden, bei denen sich Laufzeiten in derselben Größenordnung ergeben und die einen Wellenwiderstand von etwa 50—200 Ω haben. Sollen die Impulse länger sein, etwa 10^{-7} ... 10^{-6} s, so verwendet man die schon in Abschnitt II erwähnten Spezial-Verzögerungskabel. Allerdings haben diese einen höheren Wellenwiderstand, der zwischen etwa 1000 und 3000 Ω liegt. Dafür kann man Verzögerungszeiten zwischen 0,1 und 2 μs/m erhalten. An Stelle des in Abb. 225 dargestellten Thyratrons kann man auch mit Hochvakuumröhren arbeiten und bekommt damit etwas andere Verhältnisse, auf die wir jedoch nicht näher eingehen wollen.

Das soeben besprochene Kabelshapen hat in der Kurzzeit-Impulstechnik eine größere Bedeutung, als man zunächst annehmen möchte. So kann man z. B. bei extrem kurzen Zeiten die Kippkapazitäten in monostabilen, astabilen oder bistabilen Schaltungen durch entsprechende Kabelstücke ersetzen und bekommt dann Impulsgeber mit sehr hoher Genauigkeit bei äußerst kurzen Impulsen. Auch in der Radartechnik hat das Prinzip eine gewisse Bedeutung. Zur Herstellung sehr leistungsfähiger, genau begrenzter Impulse verwendet man z. B. gerne statt einfacher Kondensatoren Laufzeitketten mit hohem Energieinhalt. Sie werden von den Impulsgebern aufgeladen und liefern dann bei der Entladung einen exakt definierten Rechteckimpuls sehr hoher Leistung. Dadurch vermeidet man Verformungen und Verschleifungen, mit denen man bei einfachen Kondensatoren immer rechnen muß. Die Schaltungstechnik bei den verschiedenen soeben erwähnten Schaltungen, vor allem den Multivibratoren und Sperrschwingern, entspricht dem Grundschaltbild nach Abb. 225. Bei Sperrschwingern z. B. kann man die Ent-

ladezeit mit Hilfe eines Kabels außerordentlich exakt steuern, was bei hohen Ansprüchen unbedingt erforderlich ist [Literatur wie Abschnitt I].

IV. Frequenzteiler

Frequenzteiler werden in der modernen Impulspraxis sehr häufig verwendet. Man braucht sie z. B. in der Fernsehtechnik, wo es darauf ankommt, aus den (höherfrequenten) Zeilenimpulsen die (niederfrequente) Bildimpuls-Folge möglichst exakt und phasenstarr abzuleiten. In der Radartechnik werden Frequenzteiler benötigt, um die Entfernungsmessung leichter und genauer gestalten zu können. Weiterhin braucht man bei kernphysikalischen Messungen Frequenzteiler, um die oft sehr hohe Impulsrate eines radioaktiven Präparates so weit herabsetzen zu können, daß sich mit der Ausgangsspannung auch elektromechanische Zählwerke betätigen lassen. Außerdem kann man natürlich die Impulsrate mit solchen Einrichtungen in ihrem Wert sehr genau bestimmen, wenn der Frequenzteiler mehrstufig ist. Ordnet man z. B. jeder Stufe eine Dekade zu und hat man 10 solcher Stufen, so erhält man ein zehnstelliges und damit sehr genaues Ergebnis. Daraus ergibt sich, daß bei allen Zählschaltungen, ganz gleich welcher Art, die Frequenzteiler eine große Rolle spielen. Zählschaltungen jedoch kommen vor allem in der industriellen Elektronik immer häufiger vor. Schon deshalb ist die Technik der Frequenzteiler sehr wichtig; die gesamte elektronische Zähltechnik baut auf ihnen auf.

In den folgenden Abschnitten besprechen wir die wichtigsten Frequenzteilerschaltungen und können dabei oft auf Anordnungen zurückgreifen, die in anderem Zusammenhang in früheren Kapiteln und Abschnitten dieses Buches besprochen wurden. Die geringste Bedeutung in der Impulstechnik haben zweifellos die Sinusteiler. Auch die Frequenzteiler mit synchronisierten astabilen Schaltungen dürfen heute als überholt gelten. Dagegen haben Schaltungen mit Univibratoren, bistabilen Multivibratoren, dekadischen Zählröhren und Schaltungen mit stufenweiser Kondensatorladung eine große praktische Bedeutung.

1. Sinus-Frequenzteiler

Diese Schaltungsgruppe soll nur ganz kurz erwähnt werden. Man unterscheidet zwischen freischwingenden und gesperrten Teilern. Bei den freischwingenden Teilern handelt es sich um einfache Sinusoszillatoren, die von der Spannung, deren Frequenz geteilt werden soll, „mitgenommen" werden. Jedem Radioamateur ist geläufig, daß man beim Empfang eines starken Senders mit rückgekoppeltem Audion nicht den tiefsten Interferenzpunkt einstellen kann, sondern daß die Schwebung schon vorher abreißt. Dann „nimmt" die starke Eingangsspannung das rückgekoppelte Audion „mit". Erfolgt die Mitnahme durch eine Frequenz, die ein geradzahliges Vielfaches der Grundfrequenz des Oszillators ist, so bekommt man einen Frequenzteiler.

Man kann den Oszillator auch durch eine Vorspannung sperren und ihn immer nur dann zum Arbeiten bringen, wenn eine Steuerfrequenz, die geteilt werden soll, den Oszillator freigibt. Ein solcher Teiler gibt immer nur dann eine Spannung ab, wenn eine sinusförmige Steuerspannung entsprechend höherer Frequenz vorhanden ist. Schaltungen dieser Art werden grundsätzlich bevorzugt, weil sie eindeutiger arbeiten; eine Störung der Steuerung erkennt man sofort am Aussetzen der Schwingung, während der frei laufende Sinusoszillator stets Spannung liefert, gleichgültig ob ihm eine Steuerspannung zugeführt wird oder nicht. Eine Störung der Mitnahme läßt sich daher nicht ohne weiteres erkennen.

Prinzipiell könnte man aus den abgegebenen Sinusschwingungen Rechteck- oder Impulsspannungen herstellen und bekäme so eine Frequenzteilung auch für Impulszwecke. Indessen ist — abgesehen von dem großen Aufwand — die Arbeitsweise nicht sehr befriedigend, so daß man von diesen Schaltungen wieder abgekommen ist.

2. Astabile Frequenzteiler

Jede freischwingende Kippschaltung, etwa ein mit Glimmlampen oder Thyratrons arbeitender Sägezahnerzeuger, ein astabiler Multivibrator, ein freischwingender Sperrschwinger usw. kann grundsätzlich als Frequenzteiler arbeiten. Man macht dann die für die Folge-

frequenz des freischwingenden Systems maßgebende Zeitkonstante größer als die Periodendauer der in ihrer Frequenz zu teilenden Schwingung. Je größer das Verhältnis zwischen den beiden genannten Werten ist, um so größer ist auch das Teilerverhältnis. Die Frequenzteilung kommt durch Synchronisierung des freischwingenden Generators zustande. Wir haben im Verlauf der Besprechung der Impulserzeuger diese Zustände schon öfter erwähnt und auch durch Oszillogramme belegt. Es sei in diesem Zusammenhang auf die Abb. 16/T I, 17/T I, 20/T I, 21/T I, 83/T V verwiesen. Bei der Besprechung der zugehörigen Schaltungen wurde gezeigt, wie die Synchronisierung durchgeführt wird und wie die verschiedenen Teilerverhältnisse zustande kommen. Auch Schaltungen dieser Art dürften heute als überholt gelten, erstens weil sie bei fehlender Synchronisierung Ausgangsspannungen liefern, was zu Zweideutigkeiten führen kann, und zweitens weil die Synchronisierung nicht immer so phasenstarr und exakt erfolgt, wie das erforderlich wäre. Darüber hinaus besteht insbesondere bei großen Frequenzverhältnissen die Gefahr, daß das erwünschte Teilerverhältnis bei geringfügigen Schwankungen der Betriebsspannungen oder sonstigen Störungen in ein anderes überspringt. Eine laufende Überwachung einer jeden Teilerstufe wäre also erforderlich. Wir wollen daher auf diese Schaltungen nicht näher eingehen.

3. Univibrator-Frequenzteiler

Es handelt sich um die ausführlich besprochenen monostabilen Multivibratoren, die von einem Triggerimpuls ausgelöst werden. Die Zeitkonstante des Univibrators wird so gewählt, daß die Schaltung erst nach n Triggerimpulsen wieder in ihren Ausgangszustand zurückkippt. Das Teilerverhältnis entspricht dann dem Wert n. Die von Univibratoren in anderen Anwendungsgebieten oft geforderte geringe Erholungszeit spielt hier keine Rolle; sie kann sogar mit ausgenützt werden. Je größer die Zeitkonstante des Univibrators gegenüber der Periodendauer der Triggerfrequenz ist, um so größer wird das Teilerverhältnis. Auch diese Zustände haben wir bereits ausführlich beschrieben; es sei in diesem Zusammenhang etwa auf die Oszillogramme Abb. 92/T VI und 95/T VI verwiesen. In Abb. 95/

T VI sieht man z. B. deutlich, wie die zwischen zwei Perioden des Univibrators liegenden Triggerimpulse keinesfalls genügen, um das Umkippen auszulösen. Bei geeigneter Bemessung erzielt man mit Univibratoren relativ große Teilerverhältnisse bei recht guter Stabilität. Ein Verhältnis von 10 : 1 macht keine Schwierigkeiten, und man kann den Teiler auch noch bei wesentlich größeren Verhältnissen arbeiten lassen; dann allerdings wird die Gefahr des Umspringens bei kleinen Störungen relativ groß. Wichtig sind auf jeden Fall stabile Betriebsspannungen und einwandfrei geformte Triggerimpulse, die möglichst steil verlaufen sollen, damit das Umkippen eindeutig erfolgt. Eventuell kann man den zum Zeitkonstantenglied gehörenden Widerstand auch an die Betriebsspannung, also nicht an Masse legen, damit die ansteigende Kurve steil und nicht exponentiell gekrümmt verläuft.

Als Frequenzteiler eignen sich grundsätzlich alle monostabilen Schaltungen, wie sie in früheren Abschnitten ausführlich beschrieben wurden. Man kann die abgegebenen Ausgangsimpulse differenzieren und so neue Impulsreihen ableiten, deren Folgefrequenz dann den n-ten Teil der steuernden Triggerfrequenz beträgt. Selbstverständlich lassen sich auch mehrere Stufen hintereinander schalten, wodurch man zu sehr hohen Teilerverhältnissen kommen kann. Sehr präzise Frequenzteiler nach dem hier in Rede stehenden Prinzip erhält man auch unter Verwendung fremdgesteuerter Phantastron- oder Sanatronschaltungen. Der lineare Miller-Abfall bietet eine gewisse Gewähr für ein stabiles Frequenzteiler-Verhältnis, insbesondere wenn er durch Begrenzerdioden in seiner Größe genau definiert wird.

4. Bistabile Frequenzteiler

Die bistabilen Frequenzteiler mit dem bistabilen Multivibrator als Grund-Schaltelement haben zur Zeit eine sehr große Bedeutung. Die Arbeitsweise des bistabilen Multivibrators wurde im zweiten Kapitel sehr ausführlich beschrieben und wir wiesen dabei auch auf seine Eigenschaft als Frequenzteiler im Verhältnis 2 : 1 hin. In diesem Zusammenhang sei an die Oszillogramme Abb. 113—120 (Tafel VI und VII) erinnert, aus denen sich die Betriebszustände eindeutig

ergeben. Abb. 113/T VI zeigt z. B. die Frequenzteilung 2 : 1 besonders deutlich. Bei der Besprechung des bistabilen Multivibrators haben wir auch dessen Dimensionierung besprochen und darauf hingewiesen, welche Gesichtspunkte für die Erreichung sehr hoher Arbeitsfrequenzen von Bedeutung sind.

Ein Nachteil der mit bistabilen Multivibratoren arbeitenden Untersetzerstufen liegt in der großen Zahl der erforderlichen Einheiten und darin, daß sich ohne Anwendung von Kunstschaltungen nur eine Zählweise nach dem binären System ergibt. Bei elektronischen Rechenmaschinen allerdings, die auch heute noch meist nach dem binären System arbeiten, ist das erwünscht. Häufig ist man jedoch an Untersetzern mit dem Verhältnis 10 : 1, also an Dekadenteilern, interessiert. Es gibt verschiedene Kunstschaltungen, mit deren Hilfe man unter Verwendung bistabiler Multivibratoren auch Dekadenuntersetzer erhält. Es sei in diesem Zusammenhang auf die einschlägige Literatur verwiesen.

5. Zählröhren-Frequenzteiler

Die immer größer werdende Bedeutung elektronischer Zähler hat zur Schaffung von Spezial-Zählröhren geführt, die an sich reguläre Frequenzteiler darstellen. Hierher gehört vor allem die Valvo-Zählröhre E 1 T, die in Theorie und Praxis ausführlich in dem Band „Atomstrahlen/Geigerzähler" vom gleichen Verfasser im gleichen Verlag beschrieben wurde. Wir verweisen daher auf diese Ausführungen. In Spezialschaltungen kann man Zählfrequenzen bis 100 kHz erreichen, in vereinfachten Schaltungen etwa 7 kHz. Die Normalschaltung ist noch für Werte bis 30 kHz verwendbar. Ein großer Vorteil der E 1 T-Frequenzteiler liegt darin, daß man den jeweiligen Zustand unmittelbar am Leuchtschirm der Röhren ablesen kann. Außerdem ist der schaltungstechnische Aufwand für diese Art von Frequenzteilern je Stufe relativ gering; außer der Zählröhre benötigt man bekanntlich nur noch einen Impulsformer.

In diesem Zusammenhang sei auch das Dekatron erwähnt. Es handelt sich um eine dekadische Glimmröhre, deren Elektrodenaufbau so gewählt ist, daß die Glimmentladung jedesmal von einer der insgesamt 10 Kathoden auf die nächste überspringt. Da die Ka-

thoden von außen sichtbar sind, läßt sich sehr schnell der jeweilige Zustand des Teilers ablesen. Noch bequemer gestaltet sich die Ablesung bei Verwendung spezieller Ziffern-Glimmröhren, in deren Kolben die Ziffern von 0—9 als leuchtende Zahlen erscheinen. Zu erwähnen ist weiterhin das Trochotron, in dem ein Elektrodenstrahl statisch und magnetisch so beeinflußt wird, daß er eine Trochoidenbahn durchläuft, die zehn verschiedene Zählelektroden erfaßt. Bei entsprechender Steuerung erhält man nach diesem Verfahren ebenfalls eine dekadisch arbeitende Zählröhre.

Besonders aussichtsreich und wichtig sind die von der Firma Elesta hergestellten Zählröhren Z 10. Trotz ihrer Gasfüllung haben sie sehr hohe Zählgeschwindigkeiten weit über 1 MHz, und der schaltungstechnische Aufwand ist recht gering. Auch bei dieser Röhre kann die jeweilige Stellung des Frequenzteilers an einem leuchtenden Punkt abgelesen werden. Im übrigen sei auf die Spezialliteratur verwiesen.

6. Frequenzteiler mit stufenweiser Kondensator-Aufladung

Schaltungen dieser Art sollen etwas ausführlicher, auch an Hand einiger Oszillogramme, besprochen werden, weil sie nicht nur sehr gute elektrische Eigenschaften haben, sondern sich auch mit geringem Aufwand an normalen Einzelteilen schnell realisieren lassen. Grundsätzlich handelt es sich bei diesen Schaltungen immer darum, daß ein Kondensator stufenweise von der in ihrer Frequenz zu teilenden Spannung aufgeladen wird. Nach Erreichung einer bestimmten Stufenzahl, die dem Teilerverhältnis entspricht, wird dann der Kondensator durch eine elektronische Rückstellung entladen, also auf den Ausgangszustand zurückgeführt, und die stufenweise Aufladung beginnt von neuem.

Wir besprechen zunächst die Schaltung von Abb. 227, die bereits sehr gute Ergebnisse liefert. Die Anordnung besteht aus der Laderöhre V_1 für den Ladekondensator C und einer Entladeschaltung, die aus den Röhren V_2 und V_3 gebildet wird. Die Röhre V_1 sei zunächst gesperrt, der Kondensator C also entladen. Nun führt man dem Steuergitter von V_1 über C_1 entweder eine Sinusspannung oder positiv gerichtete Impulse zu. C_1R_2 sei groß gegenüber der Impuls-

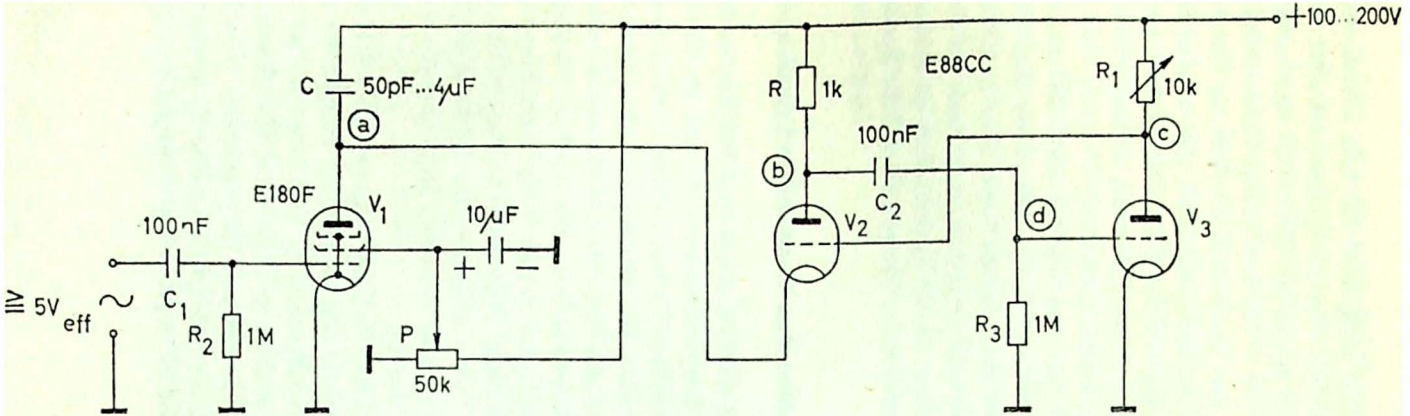


Abb. 227. Frequenzteiler mit Kondensator-Aufladung über Pentode

periode bzw. der Periode der Sinusschwingung. Die positiven Spitzen steuern das Gitter so weit aus, daß Gitterstrom fließt, und dieser lädt C_1 so weit auf, daß V_1 während der Impulspausen bzw. während der negativen Halbwelle der Sinusspannung gesperrt bleibt. Während der Leitzeit von V_1 fließt jedoch Anodenstrom, der den Kondensator C auflädt. Diese Aufladung erfolgt im Rhythmus der Gittersteuerung stufenweise, so daß die Spannung an C treppenförmig ansteigt. Die Höhe der Treppen ist stets gleich groß, weil V_1 als Pentode in weiten Grenzen unabhängig von ihrer Anodenspannung einen konstanten Ladestrom liefert. Dieser Ladestrom kann noch durch P von Hand aus auf einen bestimmten Wert eingestellt werden. Die Zahl der Treppenstufen hängt erstens von der Größe des Kondensators C und dem mit P eingestellten Ladestrom, zweitens von der Folgefrequenz der gitterseitigen Steuerimpulse ab. Bei gegebenem Wert von C werden sich daher um so mehr Treppenstufen ausbilden, je größer die Folgefrequenz ist. Umgekehrt treten bei gegebener Folgefrequenz um so mehr Treppenstufen auf, je größer C und je kleiner der Ladestrom ist, je kleiner man also die Schirmgitterspannung mit Hilfe von P macht. Die Zahl der Treppenstufen entspricht dem Frequenzteilerverhältnis.

Die Anode von V_1 steht mit der Kathode von V_2 in Verbindung. Die Röhre V_3 leitet in nichtgesteuertem Zustand dauernd, so daß die Spannung an ihrer Anode relativ klein ist; demnach stellt sich zwischen Gitter und Kathode von V_2 bei noch nicht geladenem Kondensator C eine so hohe negative Spannung ein, daß V_2 noch keinen Anodenstrom führen kann. Steigt nun die Ladung von C stufenweise wie beschrieben an, so wird die Kathode von V_2 immer negativer, die Spannungsdifferenz zwischen Gitter und Kathode also immer kleiner, und schließlich beginnt die Röhre Anodenstrom zu führen. Das entspricht einem negativen Impuls an ihrer Anode, der über C_2 auf das Gitter von V_3 gelangt, so daß deren Anode sprunghaft positiver wird. Dadurch wird die Gitterspannung von V_2 noch positiver, und die Röhre V_2 wird sehr schnell geöffnet. Nunmehr kann sich die Ladung von C über den Innenwiderstand von V_2 und den Widerstand R schnell ausgleichen; der Kondensator C wird entladen. Kurz vor dem Ende der Entladung verringert sich der Anodenstrom von V_2, die Anode wird positiver, der Sprung gelangt

über C_2 zum Gitter von V_3, diese Röhre wird geöffnet, die Spannung an ihrer Anode sinkt und verriegelt V_2 sehr schnell gänzlich, so daß sich nunmehr C neuerlich treppenförmig über V_1 aufladen kann. Dann beginnt der Vorgang von neuem.

Die Schnelligkeit der Entladung von C hängt von der Zeitkonstante C (R_i + R) ab, wobei R_i der Innenwiderstand der voll geöffneten Röhre V_2 bedeutet. Um also einen schnellen und exakten Rücklauf zu erhalten, muß man für V_2 einen Typ mit kleinem Innenwiderstand wählen; ferner soll R gerade nur so groß sein, daß der an ihm auftretende Spannungsabfall zur Verriegelung von V_3 ausreicht. Bei der hier angegebenen Bemessung mit der Röhre E 88 CC erreicht man sehr kurze Rückkippzeiten.

An Hand der Oszillogramme Abb. 228—233 (Tafel XII) soll das Verhalten der Schaltung näher untersucht werden. Abb. 228/T XII zeigt die Spannung an der Anode von V_1, Punkt a. Die Steuerfrequenz betrug 10 kHz, C hatte einen Wert von 0,1 μF. Man sieht deutlich den treppenförmigen Abfall der Spannung, der einer fortschreitenden Aufladung des Kondensators entspricht. Das Teilerverhältnis beträgt, wie man durch Abzählen der Treppenstufen erkennen kann, 8 : 1, so daß der Teiler am Ausgang eine Frequenz von 1250 Hz liefert. Die Rückkippzeit beträgt nur einen Bruchteil der steuernden Impulsperiode, so daß sie in das Teilerverhältnis praktisch nicht eingeht. Das Oszillogramm Abb. 229/T XII zeigt die zugehörige Spannung an der Anode von V_2 (Punkt b). Man erkennt deutlich den steilen negativen Sprung im Augenblick des Umkippens, ferner die langsamere Zunahme der Anodenspannung von V_2 bei fortschreitender Entladung von C während des Rücklaufes. Schließlich kippt die Schaltung wieder in ihren Ausgangszustand, wie beschrieben, zurück. Während des treppenförmigen Aufladeintervalls von C erscheint an der Anode von V_2, die jetzt gesperrt ist, durch die kapazitive Kopplung zwischen Kathode und Anode ein von der treppenförmigen Aufladung herrührender Spannungsrest. Abb. 230/T XII zeigt die Spannung an der Anode von V_3 (Punkt c). Deutlich ist der positive Sprung der Anodenspannung bei Sperrung der Röhre, hervorgerufen durch den Impuls über C_2, zu erkennen. Der langsamere Anstieg entspricht dem langsameren Abfall in Abb. 229/T XII, bis wiederum ein Umkippen in den Ausgangszustand statt-

findet. Die Röhre ist dann voll entriegelt, an ihrer Anode erscheint wiederum eine kleine Restspannung, die nunmehr von b über C_2 auf das Gitter der Röhre übertragen wird.

Das Oszillogramm Abb. 231/T XII wurde bei einer etwas höheren Steuerfrequenz aufgenommen; ferner wurde R in Abb. 227 vergrößert. Man sieht, daß sich jetzt der Rücklauf wesentlich verlängert hat, da die Zeitkonstante C (R_i + R) größer geworden ist. Jetzt fallen in den Rücklauf sogar etwa fünf Perioden der Steuerfrequenz, während in Abb. 228/T XII nur der Bruchteil einer Steuerfrequenz-Periode auf den Rücklauf traf. Diesen Betriebszustand sollte man natürlich nicht einstellen, da er sehr unstabil ist; schon geringe Änderungen der Rücklaufgeschwindigkeit, mit der man z. B. bei schwankender Anodenspannung von V_2 rechnen muß, genügen, um ein anderes Teilverhältnis zu erhalten.

In Abb. 232/T XII wurde ein sehr kleines Frequenzteiler-Verhältnis gewählt. Hier wurde lediglich der Ladestrom durch Regeln an P bei den Betriebsdaten nach Abb. 228/T XII entsprechend erhöht. Es genügen jetzt zwei bis drei Ladestromimpulse, um den Kondensator voll aufzuladen. Abschließend sei als Beweis für die Leistungsfähigkeit der Schaltung auch bei hohen Frequenzen auf Abb. 233/T XII hingewiesen. Die Steuerfrequenz betrug 500 kHz. Die Treppenstufen erscheinen nunmehr zwar verschliffen, aber der Frequenzteiler arbeitet immer noch einwandfrei. Allerdings sind jetzt im Rücklauf etwa drei Perioden der Steuerfrequenz zu sehen. Durch Wahl eines kleineren Kondensators C und durch Einstellen eines kleinen Ladestromes von P könnte man jedoch bei gleichem Frequenzteilerverhältnis die Entladung so beschleunigen, daß sich ähnliche Verhältnisse wie bei Abb. 228/T XII ergeben.

Im Interesse eines stabilen Arbeitens sollte man das Frequenzteiler-Verhältnis nicht größer als etwa 20 : 1 machen. Durch Hintereinanderschaltung entsprechend vieler Systeme kann man natürlich jederzeit ein beliebig hohes Frequenzteilerverhältnis bekommen. Die Schaltung ist einfach aufzubauen, benötigt keinen großen Aufwand und arbeitet recht stabil.

Eine zweite, ebenfalls nach dem Prinzip der stufenweisen Kondensatorladung arbeitende Schaltung zeigt Abb. 234. Hier ist der Aufwand noch geringer. C_1 ist der Ladekondensator, der über die

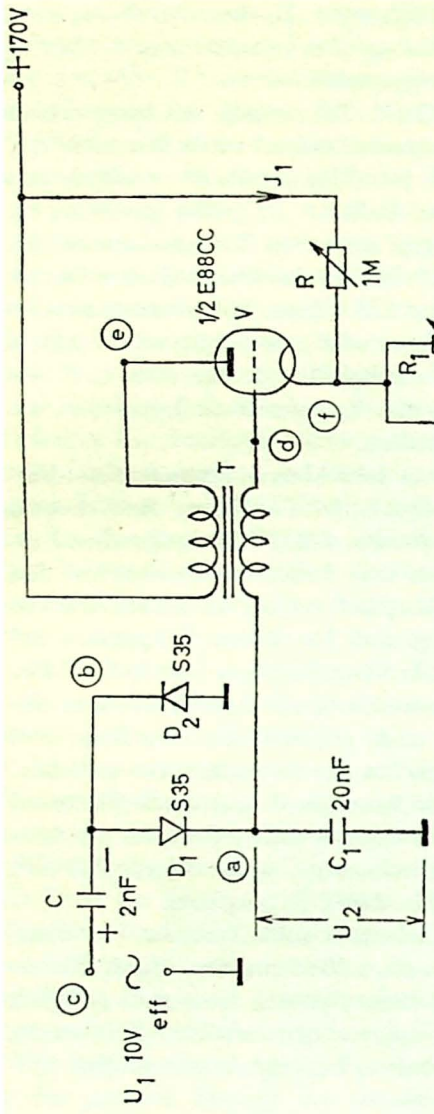


Abb. 234. Frequenzteiler, Kondensatoraufladung über Dioden

beiden Dioden aufgeladen wird, V ist in Verbindung mit dem Transformator T das Entladesystem, das als gesteuerter Sperrschwinger arbeitet. Betrachten wir zunächst die Aufladung. Wenn $C \ll C_1$, fließt in den positiven Halbwellen der angelegten Sinusspannung (oder beim Eintreffen positiver Impulse) ein Ladestrom über C, D_1 und C_1. Infolge des erwähnten Kapazitätsverhältnisses wird C sehr schnell aufgeladen werden, während die Aufladung von C_1 nur geringfügig ist. In der folgenden Impulspause (bzw. während der negativen Halbwelle der Steuerspannung) kann sich nun C über D_2 sehr schnell wieder gänzlich entladen. Trifft der neue Spannungsimpuls ein, so fließt ein weiterer Ladestrom über C und D_1 in C_1, so daß sich dessen Ladung vergrößert. Anschließend erfolgt wieder die Entladung von C über D_2. Wir erhalten demnach an C_1 einen treppenförmigen Spannungsanstieg, wobei jetzt allerdings die Treppenstufen ungleiche Höhe haben. Zu

Beginn der Ladung sind sie höher als gegen das Ende. Der Ladestrom ist hier nicht konstant, sondern hängt bei konstanter Eingangsamplitude naturgemäß von dem Ladezustand von C_1 ab; mit zunehmender Aufladung dieses Kondensators wird der Ladestromimpuls zunehmend kleiner, und dementsprechend steigt die Spannung langsamer an. Die Hüllkurve der Treppe ist exponentiell gekrümmt.

Die Röhre V ist bei entladenem Kondensator C_1 verriegelt, weil ihre Kathode durch den Spannungsabfall an R_1, der durch den Hilfsstrom I_1 über R hervorgerufen wird, so stark positiv ist, daß V gesperrt bleibt. Mit zunehmender Ladung von C_1 wird jedoch die Gitterspannung immer weniger negativ, bis V Anodenstrom zu führen beginnt. Dann ergibt sich über T der bekannte Sperrschwingereffekt, die Röhre wird sehr schnell entriegelt und führt Gitterstrom, C_1 kann sich nun über die niederohmige Gitter-Kathodenstrecke bzw. den großen Kondensator C_2 sehr schnell entladen. Nach beendeter Entladung wird V wieder gesperrt, so daß eine neuerliche stufenweise Aufladung von C_1, wie beschrieben, erfolgen kann.

Das Frequenzteilerverhältnis hängt auch in dieser Schaltung ähnlich wie in Abb. 227 von der Größe des Ladestroms, ferner von den Kapazitäten C und C_1 bzw. deren Verhältnis ab. Je kleiner C gegenüber C_1 gewählt wird, um so kürzer dauert der Ladestromstoß durch C_1, denn C wird entsprechend schnell geladen. Dann ergeben sich viele Treppenstufen geringer Höhe, und das Teilerverhältnis wird groß. Gegen Ende der Aufladung werden allerdings die Treppenstufen so klein geworden sein, daß ein definiertes Auslösen des Sperrschwingers in Frage gestellt ist. Dadurch ist die Größe des Frequenzteilerverhältnisses nach oben naturgemäß begrenzt. Wie wir später noch in einem Oszillogramm sehen werden, ist ein großes Verhältnis C_1/C auf jeden Fall nützlich, da dann die Hüllkurve des Anstiegs linearisiert wird, so daß der Treppensprung am oberen Ende etwa ebenso groß ist wie am unteren. Man kann mit dieser Schaltung etwa die gleichen Teilerverhältnisse wie mit Abb. 227 erreichen.

An Hand der Oszillogramme Abb. 235—239 (Tafel XII) wollen wir nun die Arbeitsweise der Schaltung näher kennenlernen. Abb. 235/T XII zeigt den Verlauf der Spannung an C_1 in Abb. 234, also in Punkt a. Das Verhältnis C_1/C betrug 10 : 1, die Impuls-

frequenz war 10 kHz. Der Widerstand R_1 wurde so einreguliert, daß sich ein Teilerverhältnis von 11 : 1 einstellte; am Ausgang entstand demnach eine Frequenz von 910 Hz. Wie man sieht, weisen die Treppen am unteren Ende der Ladekurve wesentlich höhere Sprünge als am oberen auf; das ist auf den schon erwähnten Effekt zurückzuführen. Das Rückkippen erfolgt außerordentlich schnell, wie man an der dünnen Rücklauflinie sieht. Die hierfür benötigte Zeit ist nur ein kleiner Bruchteil der Steuerperiode. Wir verdanken das vor allem dem Sperrschwinger, der beim Umkippen einen äußerst kleinen Widerstand zwischen Gitter und Kathode hat. Abb. 236/T XII zeigt in der gleichen Schaltung die Spannung am Anschluß b, also hinter dem ersten Kondensator C. Die Hüllkurve des Anstieges entspricht der von Abb. 235/T XII, denn die Spannung an C_1 tritt ebenfalls an b auf. Indessen macht sich jetzt auch die Diode D_2 bemerkbar, die während der Impulspausen C wieder gänzlich entlädt. Die Spannung fällt daher während dieser Zeiten auf 0 bzw. auf einen kleinen Rest zurück, der dem zu vernachlässigenden Spannungsabfall an D_2 während der Leitzeit entspricht. Nach Sperrung von D_2 steigt dann aber die Spannung wegen der positiven Steuerung sprunghaft auf höhere Werte an.

In Abb. 237/T XII sehen wir das Oszillogramm am Anschluß d, also am Gitter des Sperrschwingers. Die Spannung an diesem Punkte fällt während des Rücklaufes so steil ab, daß die zugehörige Linie im Oszillogramm praktisch nicht mehr zu sehen ist. Vergleichen wir dieses Bild mit Abb. 235/T XII, so sehen wir, daß der Rücklauf an C_1 länger dauert als am Gitter des Sperrschwingers unmittelbar. Das liegt an der Transformatorwicklung, die infolge ihrer Eigeninduktivität den Rücklauf naturgemäß etwas verlangsamt. Auch der Ohmsche Widerstand der Wicklung vergrößert den für die Entladung von C_1 maßgebenden Widerstand, was ebenfalls zu einer Verlängerung der Rücklaufdauer mit beiträgt.

Vergrößern wir den Widerstand R_1, so ist eine größere positive Spannung am Gitter von V erforderlich, um den Sperrschwinger zum Arbeiten zu bringen. Wir erhalten dann im Punkt a ein Spannungsoszillogramm nach Abb. 238/T XII. Die exponentielle Krümmung der Hüllkurve des Spannungsanstiegs ist jetzt naturgemäß noch stärker ausgeprägt, weil die Aufladung von C viel weiter fortschrei-

ten kann. Gleichzeitig erhöht sich selbstverständlich das Frequenzteiler-Verhältnis, weil nunmehr zur Aufladung des Kondensators insgesamt eine größere Zeit zur Verfügung steht; bei gleichbleibender Steuerfrequenz fallen daher in diese Zeit auch mehr Treppenstufen. Der Nachteil einer solchen Betriebseinstellung ist unschwer zu erkennen; die Treppenstufen werden gegen Ende der Aufladung so klein, daß der Sperrschwinger leicht schon durch den vorhergehenden Sprung, oder aber auch erst durch einen folgenden Sprung ausgelöst werden kann; das Teilerverhältnis wird labil.

Abb. 239/T XII schließlich soll zeigen, daß man die Hüllkurve des Anstiegs auch linearisieren kann. Hier wurde bei gleicher Steuerfrequenz das Verhältnis $C_1/C = 200$ gewählt. Außerdem wurde R_1 so verkleinert, daß die Aufladung von C_1 durch den Rücklauf des Sperrschwingers schon sehr frühzeitig abgebrochen wurde. Abb. 239/T XII stellt daher nur einen kleinen Ausschnitt aus der Ladekurve von C_1 dar, der nunmehr, wie an verschiedenen Stellen dieses Buches besprochen wurde, linearisiert erscheint. Auch bei größeren Teilerverhältnissen ist jetzt der Treppensprung am oberen Ende der Kurve fast ebenso groß wie am unteren Ende, so daß der Sperrschwinger exakt ausgelöst wird. Man sollte daher in der Praxis zu dieser Einstellung greifen, wobei allerdings die Röhre V immer noch weit genug im Sperrgebiet liegen muß, damit sie nicht von selbst umzukippen beginnt.

Schaltungen nach Abb. 227 oder 234 lassen sich natürlich weitgehend variieren. An Stelle des monostabilen Multivibrators in Abb. 227 kann beispielsweise auch ein Sperrschwinger oder umgekehrt kann in Abb. 234 an Stelle des Sperrschwingers ein monostabiler Multivibrator treten. An Stelle der Halbleiterdioden in Abb. 234 können Röhrendioden verwendet werden usw. Wichtig ist eine gute Isolation des Ladekondensators, damit dieser seinen jeweiligen Ladezustand auch bei sehr kleinen Folgefrequenzen behält. Im allgemeinen reichen keramische Kondensatoren vollkommen aus [1, 8, 11, 16, 20, 31, 35, 44, 45, 53, 58, 60, 69, 88, 93].

Fünftes Kapitel:
Impulsverstärker und Impulsentzerrung

Impulsverstärker sind auf allen Gebieten der Elektronik von großer Bedeutung geworden. So müssen in der Fernsehtechnik Signale der verschiedenartigsten Form und Folgefrequenz unverzerrt und nicht unbeträchtlich verstärkt werden. In der Radartechnik sind die Anforderungen an die Empfindlichkeit des Verstärkers besonders groß, weil die reflektierten Signale meistens nur sehr schwach sind. Auch die Kernphysik bedient sich in hohem Maße geeigneter Impulsverstärker, um die oft recht kleinen, von Proportional-Zählrohren und Szintillationszählern abgegebenen Impulse formgetreu zu verstärken. Hier treten wegen der relativ großen Amplitudenunterschiede zusätzliche Probleme auf, die wir im Rahmen dieses Kapitels in den wichtigsten Umrissen behandeln wollen. Hingegen hat der Impulsverstärker in der Technik der elektronischen Rechenmaschinen eine geringere Bedeutung; man arbeitet hier mit Signalen relativ großer, aber nahezu konstanter Amplitude.

Bei der Impulsverstärkung treten neben den typischen Breitbandproblemen auch Aussteuerungsprobleme in Erscheinung. Solange die zu verstärkenden Signale annähernd gleich große Amplituden haben, kann man sich bei der Auslegung von Verstärkern darauf beschränken, diesen neben dem gewünschten Verstärkungsfaktor noch einen entsprechenden Frequenz- und Phasengang zu erteilen. Bei stark unterschiedlichen Amplituden kommt es zusätzlich auf die Übersteuerungsfestigkeit des Verstärkers an. Soll die Gleichspannungskomponente des impulsförmigen Signals mit übertragen werden, so muß man zu Gleichspannungs-Breitbandverstärkern greifen. Eine besondere Rolle spielt der Kathodenverstärker, dem wir im Rahmen der Ausführungen der letzten Kapitel relativ oft begegnet sind. In diesem Kapitel werden wir seine Bedeutung in Impulsverstärkern näher betrachten.

Neben den mehr verstärkertechnischen Fragen kommt der Impulsentzerrung eine besondere Bedeutung bei. Vor allem die schäd-

lichen Kapazitäten verhindern trotz der Entwicklung extrem steiler Röhren mit großem S/C-Verhältnis die Realisierung beliebig breiter Frequenzbänder. Auch die Koppelglieder zwischen den einzelnen Stufen können Verzerrungen verursachen. Wir wollen daher in diesem Kapitel auch alle Möglichkeiten zur Entzerrung von Impulsen, die in den Verstärkerstufen verformt werden, kennenlernen.

I. Formgetreue Verstärkung von Rechteckschwingungen

Im Rahmen dieses der Impulspraxis gewidmeten Buches ist es naturgemäß nicht möglich, eine komplette Übersicht über alle für die Breitband-Verstärkertechnik wichtigen Fragen zu geben. Wir werden uns daher auf die Behandlung derjenigen Gesichtspunkte beschränken, die bei der Breitbandverstärkung immer wieder zutage treten und die als Grundpfeiler dieser Technik zu betrachten sind. Wir stellen dabei die RC-Stufe mit den verschiedenen Kompensationsmöglichkeiten in den Vordergrund. Der Kettenverstärker und das Sampling-Verfahren, die beide den Bau von Verstärkern mit extrem breiten Bändern zulassen, werden nicht behandelt, weil man solche Einrichtungen tatsächlich nur mit sehr hochwertigen und damit sehr teuren Meßeinrichtungen zum einwandfreien Arbeiten bringen kann. Unser Buch soll aber vor allem dem Praktiker das Kennenlernen der wichtigsten Schaltungen ermöglichen. Es hätte daher keinen Zweck, die soeben angedeuteten Verstärkerarten ausführlich in Versuchsschaltungen zu beschreiben; mit einfachen Meßmitteln würde man keinen Erfolg haben, was den Anfänger abschrecken könnte. Der RC-Verstärker ist jedoch auch mit relativ bescheidenen Mitteln zu untersuchen, etwa bis zu Bandbreiten von maximal 10...15 MHz. Die wichtigsten Erfahrungen kann man aber auch schon bei wesentlich geringeren Bandbreiten sammeln, die sich leichter und mit weniger Aufwand realisieren lassen.

1. Die unkompensierte RC-Stufe

Gäbe es keine schädlichen Kapazitäten, so könnte man — von Laufzeiteffekten in den Röhren usw. einmal abgesehen — mit einer

RC-Stufe Spannungen mit Frequenzen von nahezu Null bis unendlich verstärken. Daß das in der Praxis nicht geht, weiß heute jeder Radioamateur. Da wir uns bei Impulsverstärkern meistens auf Frequenzgebiete beschränken, in denen die Elektronenlaufzeit in den Röhren noch zu vernachlässigen ist, werden uns immer nur die schädlichen Kapazitäten als störende Hindernisse zur Verwirklichung sehr hoher Grenzfrequenzen begegnen. Die allgemeinen Zusammenhänge wurden bereits im ersten Kapitel umrissen; die (Gl. 10—17) sind die typischen Breitband-Grundformeln, die man sich immer vor Augen halten sollte. So sagt (Gl. 10), die als wichtigste Beziehung gelten darf, vor allem aus, daß die Verstärkung einer RC-Stufe der Steilheit der Röhre direkt, der Grenzfrequenz und der schädlichen Kapazität umgekehrt proportional ist. Unter Grenzfrequenz wollen wir praktisch die Bandbreite des Verstärkers verstehen, da ein mehrstufiger RC-Verstärker bei genügend großer Zeitkonstante der Koppelglieder schon bei sehr niederen Frequenzen seine volle Verstärkung aufweist. Die Grenzfrequenz ist durch (Gl. 2) definiert. Der höchstzulässige Außenwiderstand, der bei einer bestimmten Grenzfrequenz (oder Bandbreite) und einer vorgegebenen schädlichen Gesamtkapazität noch realisierbar ist, ist dem reziproken Wert des Produktes aus Grenzfrequenz und schädlicher Kapazität proportional. Wer sich mit diesen etwas umständlich erscheinenden Dingen nicht belasten möchte, der merke sich, daß die Ohmschen Außenwiderstände in den Anodenkreisen um so größer sein dürfen, je kleiner die schädlichen Kapazitäten sind und eine je kleinere Bandbreite gefordert wird. Große Außenwiderstände bedeuten aber hohe Verstärkungen. Die Verstärkung einer Stufe steigt demnach um so mehr, je weniger breit das Band sein muß und je weiter man den Wert der schädlichen Kapazitäten herabdrücken kann. Diese bestehen wiederum vorzugsweise aus der Ausgangskapazität der ersten und der Eingangskapazität der folgenden Röhre, der Schaltkapazität, der Kapazität der Außenwiderstände selbst und schließlich der Rückwirkungskapazität, die ihre Ursache in der Gitter-Anodenkapazität hat und die man nach (Gl. 9) berechnen kann.

Das ganze Problem läßt sich auch bei Betrachtung der Anoden-Zeitkonstante erfassen. Ist diese klein gegen die Rechteck-Periode, so werden Rechtecksprünge weitgehend unverfälscht übertragen.

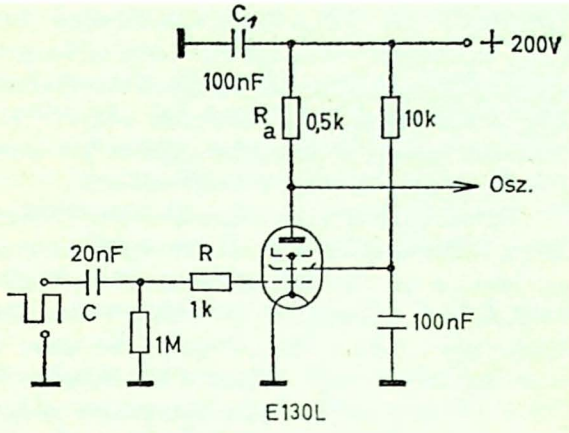


Abb. 240.
Versuchsschaltung zur Impulsverstärkung

Das bedeutet wiederum breite Frequenzbänder, denn eine unverfälschte Übertragung ist nur möglich, wenn alle in der Rechteckwelle enthaltenen Oberwellen ungeschwächt verstärkt werden. Eine kleine Anodenkreis-Zeitkonstante führt jedoch wieder auf die Bedingungen der Breitbandverstärkung zurück. Im übrigen sind die Anforderungen an die Grenzfrequenz sehr scharf, wenn man unverfälschte Rechtecksprünge übertragen will (Gl. 44).

Wir wollen uns zunächst mit der oberen Frequenzgrenze befassen, obwohl auch die untere von Wichtigkeit ist. Hierauf kommen wir erst im Abschnitt 5 zurück. Zunächst betrachten wir die Schaltung nach Abb. 240, die einen ganz einfachen Versuchsaufbau mit einer Hochleistungsröhre, dem Valvotyp E 130 L, darstellt. Sie hat ein S/C-Verhältnis von 0,8 mA/VpF bei $I_a = 200$ mA. Bei genügend großer Aussteuerung erhält man auch an extrem kleinen Anodenwiderständen R_a ausreichende Spannungen, um damit eine Oszillographenröhre unmittelbar, also ohne Zwischenschaltung eines Verstärkers, aussteuern zu können. Wir schlagen daher die Versuchsschaltung mit einer solchen oder einer ähnlichen Röhre vor, da nicht immer Oszillographen zur Verfügung stehen, deren Bandbreite den zu stellenden hohen Anforderungen genügt.

Wir führen nun über C dem Gitter der Röhre eine Rechteckspannung zu. An R_a tritt dann der verstärkte Rechtecksprung auf, den wir oszillographieren. Es ergibt sich das Oszillogramm nach

Abb. 241/T XII, wobei die rechteckförmige Steuerspannung am Gitter eine Frequenz von 500 kHz hat. Ein Vergleich mit der Spannung am Eingang zeigt, daß die Röhre einwandfrei arbeitet; zusätzliche Verzerrungen treten noch nicht auf, die Flankensteilheit ist durch den Impulsgenerator selbst gegeben. Bei diesem Oszillogramm war der Schutzwiderstand R kurzgeschlossen.

Entfernen wir nun den Kurzschluß des Widerstandes R, so daß dieser Widerstand voll zur Auswirkung kommt, so bekommen wir anodenseitig ein Oszillogramm nach Abb. 242/T XII. Man sieht deutlich, daß insbesondere die Steilheit der abfallenden Flanke kleiner geworden ist. Wir begegnen hier einer interessanten Erscheinung, die uns zeigt, daß man UKW-Schutzwiderstände vor dem Gitter bei sehr breitbandigen Verstärkern nicht ohne Bedenken verwenden darf. Die Eingangskapazität dieser Röhre ist mit 35pF sehr hoch, so daß sich in Verbindung mit R eine zusätzliche Zeitkonstante von etwa 35 ns ergibt. Sie genügt, um die Flanke zusätzlich zu verflachen. Der dynamische Wert der Eingangskapazität ist in Wirklichkeit übrigens noch größer. Bei Röhren mit kleinerer Eingangskapazität wirkt sich natürlich die Anwesenheit von R entsprechend weniger aus, insbesondere wenn die Röhre nur wenig durchgesteuert wird.

In Abb. 240 sehen wir einen Kondensator C_1, der das Ende von R_a kapazitiv an Masse legt. Entfernen wir diesen Kondensator, so erscheint (bei Abwesenheit von R) ein Oszillogramm nach Abb. 243/T XII. Der Versuchsaufbau in Abb. 240 war insofern nicht ideal, als die Zuleitung vom kalten Ende von R_a bis zum Anschluß der Speisespannung eine Länge von immerhin etwa 15 cm aufwies. Die Induktivität dieses Leitungsstückes kann nicht mehr vernachlässigt werden; wir müssen uns jetzt in Reihe mit R_a eine Induktivität denken, die durch die steilen Sprünge zu Eigenschwingungen angestoßen wird. Diese Sprünge sind den horizontalen Dächern der Kurve in Abb. 243/T XII überlagert. Nach Einschalten von C_1 verschwindet diese störende Erscheinung wieder (dabei muß C_1 selbst den größten Teil des (längenmäßigen) Weges überbrücken, d. h., man wird das eine Ende des Kondensators unmittelbar am kalten Ende vom R_a anlöten, und das andere auf kürzestem Wege mit der Röhrenkathode, nicht mit irgendeinem beliebigen Nullpunkt, verbinden).

Wir haben nun schon einige wichtige praktische Gesichtspunkte beim Betrieb einer Breitband-Röhrenstufe kennengelernt. Würde man R_a vergrößern, so würde die Amplitude steigen, während das Rechteck naturgemäß mehr und mehr verschliffen werden würde. Das steht alles in Übereinstimmung mit den schon erwähnten Formeln und Zusammenhängen. Stets muß man Kompromisse zwischen maximaler Verstärkung bzw. hoher Ausgangsspannung und großen Bandbreiten schließen. Bei $R_a = 0{,}5\ k\Omega$ überschreitet man mit der Bandbreite schon die 10 MHz-Grenze.

Ordnet man nun mehrere solcher Stufen (in der Praxis natürlich mit anderen Röhren, z. B. mit der E 180 F oder noch steileren Röhren) hintereinander an, so verringert sich die Bandbreite nicht unerheblich. Die Verstärkung steigt zwar, die Rechteckform wird jedoch mehr und mehr verschliffen. Wir sehen, daß man die Bandbreite einer Stufe größer als die insgesamt vom Verstärker geforderte Bandbreite bemessen muß. Näheres siehe Spezialliteratur.

Mit einfachen RC-Stufen kann man natürlich schon sehr gute Resultate hinsichtlich Verstärkung und Bandbreite erzielen. Je größer jedoch die geforderte Bandbreite wird, um so größer wird die Anzahl der Röhren, um dieselbe Verstärkung zu erreichen. Um den Aufwand an Röhren und sonstigen Einzelteilen nun möglichst klein zu halten, hat man Maßnahmen ersonnen, um die Verhältnisse zusätzlich zu verbessern. Dazu gehört vor allem die L-Kompensation in ihren verschiedenen Schaltarten.

2. Stufen mit L-Kompensation

Die einfachste hierher gehörende Schaltung zeigt Abb. 246. In Reihe mit dem Außenwiderstand R wird eine Spule L gelegt. Die Spannung wird zur nächsten Röhre über die Koppelkapazität C_k übertragen. Diese Koppelkapazität ist stets groß gegenüber den schädlichen Parallelkapazitäten, so daß C in Abb. 246 der Summe aller überhaupt vorkommenden Parallelkapazitäten entsprechen möge. Physikalisch kann man sich nun die Wirkung von L in einer rohen Annäherung so vorstellen, daß in Richtung hoher Frequenzen der Gesamtwiderstand im Anodenkreis ansteigt. Das bedeutet eine Erhöhung der Verstärkung für die hohen Frequenzen, was gleich-

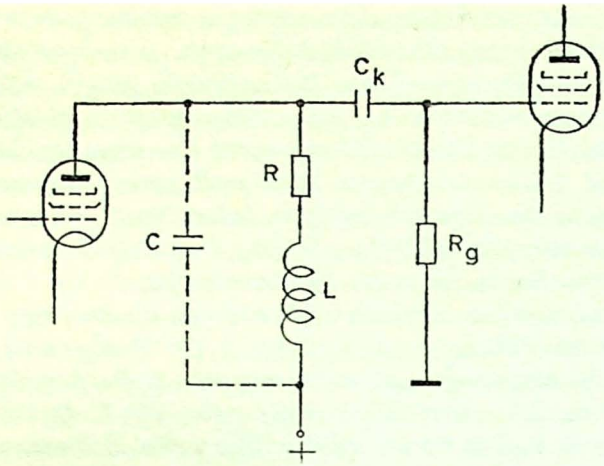


Abb. 246. Schaltung mit einfacher L-Kompensation

bedeutend mit einer höheren Grenzfrequenz der Anordnung ist. CLR bilden zusammen einen gedämpften Parallel-Schwingkreis, der bei der Resonanzfrequenz seinen höchsten Wert hat.

Nun könnte man zunächst annehmen, eine möglichst geringe Dämpfung sei besonders vorteilhaft, weil dann die Resonanzüberhöhung entsprechend groß wird. Das ist aber nicht durchführbar, denn dann würde L von den Impulsen zu gedämpften Eigenschwingungen angestoßen; es ergäbe sich ein sehr störendes und ausgeprägtes Überschwingen. Man muß daher die Dämpfung durch den Widerstand R gerade so wählen, daß das Überschwingen vernachlässigbar klein, der Verstärkungsanstieg bei hohen Frequenzen jedoch noch so groß ist, daß sich wirklich eine fühlbare Erhöhung der Grenzfrequenz ergibt. Die Verhältnisse lassen sich rechnerisch untersuchen, und man hat mit (Gl. 45) eine einfache Bemessungsformel. Man sieht, daß die Spuleninduktivität L aus dem Widerstand R und der Kapazität C errechnet werden kann; R ist meistens durch die geforderte Bandbreite annähernd gegeben, und C kann durch Messung bestimmt werden. Der Faktor a in (Gl. 45) bestimmt einerseits den Gewinn an Bandbreite, anderseits aber auch das Überschwingen; je größer man a wählt, um so stärker tritt das Überschwingen zutage. Ein guter Kompromiß ist a $\sim$ 0,35. Die Grenzfrequenz wird

dann etwa um das 1,6fache größer als ohne Anwendung der L-Kompensation. Absolut exakt folgt die Schaltung Abb. 246 in der Praxis den theoretischen Betrachtungen natürlich nicht, denn beispielsweise hat L immer noch eine gewisse Eigenkapazität, ebenso der Widerstand R, und die Zuleitungsinduktivitäten spielen auch eine Rolle. Man wird daher L nur näherungsweise berechnen und anschließend die Schaltung so abgleichen, daß sie ein gerade noch zulässiges Überschwingen zeigt. Das Abgleichen kann mit dem Schraubkern einer Eisenkernspule erfolgen.

Die Wirkung einer solch einfachen L-Kompensation sollen die Oszillogramme Abb. 244/T XIII und 245/T XIIII veranschaulichen. Abb. 244/T XIII zeigt das Oszillogramm am Anodenwiderstand der Schaltung nach Abb. 240 bei einer Rechteckfrequenz von 50 kHz. Überschwingen ist nicht festzustellen, die endliche Steilheit der Flanken tritt deutlich zutage. Abb. 245/T XIII wurde bei Einschalten einer Kompensationsspule nach Abb. 246 gewonnen. Die Spule wurde so abgeglichen, daß das Überschwingen minimal war. Wie man sieht, sind die Anstiegsflanken wesentlich steiler geworden; in manchen Fällen stört allerdings noch das Überschwingen, so daß man L noch weiter verkleinern müßte. Dann allerdings wird die Flankensteilheit bald wieder schlechter.

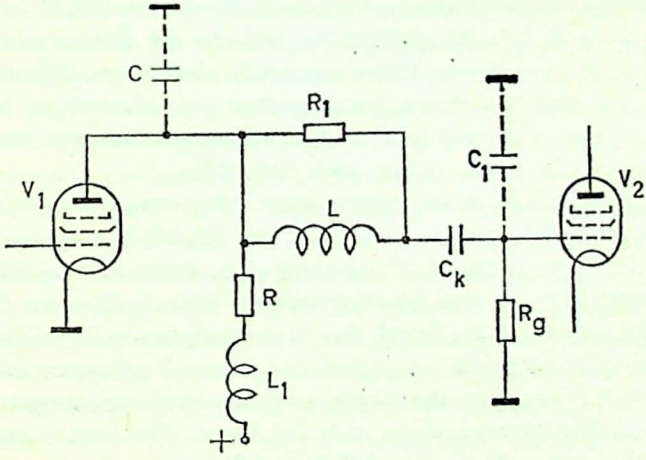


Abb. 247. Schaltung mit verbesserter L-Kompensation

Theoretisch ergeben sich noch bessere Entzerrungsmöglichkeiten, beispielsweise mit einer Schaltung nach Abb. 247. Denken wir uns zunächst R_1 und L_1 fort, so haben wir als Koppelglied zwischen den beiden Röhren einen Vierpol vor uns, der aus L und den Kapazitäten C und C_1 besteht; die Koppelkapazität C_k können wir, da sie sehr groß gegenüber den Parallelkapazitäten ist, vernachlässigen. Die schädlichen Kapazitäten werden jetzt durch L in zwei Hälften aufgeteilt; C entspricht im wesentlichen der Ausgangskapazität von V_1, C_1 der Eingangskapazität von V_2. In dieser Form hat die Schaltung allerdings im Impulsbetrieb nicht unerhebliche Nachteile; es tritt Überschwingen ein, da der Phasengang dieser Anordnung nicht optimal verläuft. Eine Verbesserung ergibt sich durch das Parallelschalten von R_1 zu L sowie durch Einfügen der Spule L_1, die der Spule L in Abb. 246 entspricht. Der Widerstand R_1 dämpft L, während R eine Dämpfung für L_1 darstellt. Bei optimaler Bemessung dieser Schaltung kann man bei relativ geringem Überschwingen eine Verdoppelung der Grenzfrequenz erzielen. Nachteilig ist die recht schwierige Justierung der Einzelglieder. Für die Bemessung der verschiedenen Organe gibt es Rechenvorschriften, die man zweckmäßigerweise der Spezialliteratur entnimmt. Einige Anhaltspunkte seien gegeben: ist $C = C_1$ (meistens ist diese Voraussetzung wenigstens annähernd erfüllt), so kann man den Wert von L nach (Gl. 46) bestimmen. Der Dämpfungswiderstand R_1 kann nach (Gl. 47) und die Spule L_1 nach (Gl. 48) ermittelt werden. In der Praxis wird man natürlich die wichtigsten Werte empirisch abgleichen. Schaltungen dieser Art sind, wie gesagt, komplizierter und schwieriger im Abgleich, liefern jedoch bei richtiger Einstellung ein besseres Ergebnis als die einfache Kompensation nach Abb. 246.

Es gibt noch zahlreiche weitere mehr oder weniger komplizierte Kompensationsschaltungen, die z. B. im Hinblick auf minimales Überschwingen, optimalen Phasengang usw. entwickelt wurden. In der Spezialliteratur sind hierüber nähere Einzelheiten zu finden. Im allgemeinen gilt die Regel, daß man wenigstens die wichtigsten Werte der Schaltorgane rechnerisch im voraus bestimmen soll; anschließend erfolgt dann der Abgleich mit Rechteckspannungen. Man stellt die Schaltorgane so ein, daß bei bester Flankensteilheit das Überschwingen so klein wie möglich ausfällt.

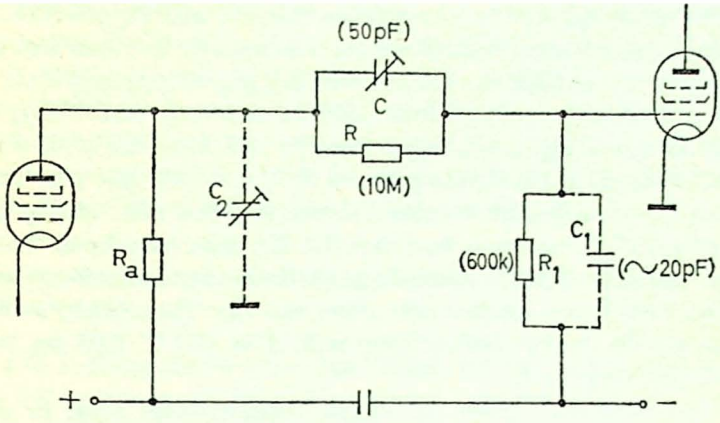


Abb. 248. Grundschaltung des kompensierten Spannungsteilers

3. Kompensierte Spannungsteiler

In gleichspannungsgekoppelten Breitbandverstärkern kommen häufig Ohmsche Spannungsteiler zwischen den Stufen vor, um die Arbeitspunkte der Röhren richtig einstellen zu können. Das ist in der Schaltung Abb. 248 angedeutet. Wechselspannungen niederer Frequenz werden von solchen Spannungsteilern RR_1 ebenso einwandfrei geteilt wie die Gleichspannungen. Bei höheren Frequenzen jedoch macht sich die schädliche Eingangskapazität zusammen mit den Schaltkapazitäten der zweiten Röhre (C_1) mehr und mehr bemerkbar. R ist mit diesen Kapazitäten nicht belastet. Der Spannungsteiler wird daher frequenzabhängig, und er wirkt in erster Annäherung wie ein Integrationsglied, das aus R und C_1 besteht. Die Folge davon ist, wie das im dritten Kapitel Abschnitt III/1 ausführlich behandelt wurde, eine Verflachung der Anstiegsflanken und eine Verschleifung der Umkehrpunkte. Man bekommt beispielsweise ein Oszillogramm nach Abb. 249/T XIII. Diese Frequenzabhängigkeit läßt sich dadurch kompensieren, daß man parallel zu R eine Kapazität C schaltet, die am besten als Trimmer ausgebildet wird. Macht man nun diese Kapazität relativ groß, so erhält man ein Oszillogramm nach Abb. 250/T XIII. Jetzt ist aus dem Integrator ein Differenzierglied geworden, was der Verlauf der Kurve ganz deutlich zeigt. Dieses

Differenzierglied wird im wesentlichen durch C und R_1 gebildet. Es gibt nun eine bestimmte Stellung des Trimmers C, bei dem sich die integrierende und differenzierende Wirkung gegenseitig aufheben, so daß man eine einwandfreie Rechteckkurve nach Abb. 251/T XIII erhält. Wie man rechnerisch zeigen kann, ist das dann der Fall, wenn die Zeitkonstante CR ebenso groß wie R_1C_1 wird (Gl. 49). Die Ohmschen Teilerwiderstände werden meistens gegeben sein, ebenso der Wert von C_1. C kann man dann nach (Gl. 49) leicht berechnen. Trotzdem empfiehlt sich die Ausbildung als Trimmer, denn die praktischen Verhältnisse weichen stets etwas von der Theorie ab, so daß man auf die richtige Rechteckform nach Abb. 251/T XIII im Versuch abgleichen wird.

Spannungsteiler dieser Art haben beispielsweise auch in den Tastköpfen der Oszillographen Bedeutung. Die in Abb. 248 eingetragenen Bemessungsangaben beziehen sich z. B. auf die zweckmäßige Ausbildung eines solchen Tast-Spannungsteilers.

In den Oszillogrammen Abb. 249—251 (Tafel XIII) war die Zeitkonstante RC bzw. R_1C_1 bereits vergleichbar mit der Dauer einer Halbwelle der Rechteckschwingung. Die Unter- oder Überkompensation macht sich dann durch eine Verformung des gesamten Horizontalteils der Kurve bemerkbar, wie das die Oszillogramme deutlich zeigten. Macht man dagegen CR bzw. R_1C_1 relativ klein gegenüber der Halbperiode der Rechteckschwingung, so ergeben sich Kurven, die etwa das Aussehen der Oszillogramme nach Abb. 252/T XIII und 253/T XIII haben. Hier wurde die Rechteckfrequenz stark verkleinert, was man u. a. daran erkennt, daß die Anstiegsflanken nicht mehr sichtbar sind. Abb. 252/T XIII gilt für Unterkompensation. Der Abfall im oberen Horizontalteil, der sich in Abb. 249/T XIII über die ganze Länge hinweg erstreckte, erscheint jetzt nur in Form einer kleinen Biegung, die ein Maßstab für die Zeitkonstante des kompensierten Teilers ist. Abb. 253/T XIII zeigt den Fall der Überkompensation. Während sie sich in Abb. 250/T XIII über den ganzen horizontalen Impulsteil hinweg auswirkte, kommt sie in Abb. 253/T XIIII nur in Form einer ansteigenden bzw. abfallenden Linie zum Ausdruck. Die Krümmung dieser Kurve hängt ebenfalls von der Teiler-Zeitkonstante ab. Bei richtigem Abgleich ergibt sich wieder ein Bild ähnlich Abb. 251/T XIII.

In Spezialfällen wird eine konstante Eingangskapazität des kompensierten Teilers gefordert. Die Schaltung wird dann etwas komplizierter. Man muß dann noch parallel zum Eingang, in Abb. 248 also parallel zu R_a, eine weitere Kapazität legen, wie sie als C_2 gestrichelt eingetragen ist. Auch diese Kapazität wird zweckmäßig als Trimmer ausgebildet. Durch entsprechenden Abgleich erzielt man dann einen Teiler mit konstanter Eingangskapazität.

4. Kompensationsmaßnahmen durch Gegenkopplung bei hohen Frequenzen

Die L-Kompensation hat den Vorteil, daß die tiefen Frequenzen mit der maximal möglichen Verstärkung, gegeben durch den Ohmschen Außenwiderstand der Röhre und deren Steilheit, übertragen werden. Man kann auch eine Kompensation durch Gegenkopplung erreichen. Sie läuft darauf hinaus, daß man für die tiefen Frequenzen eine stärkere Gegenkopplung als für die höheren vorsieht. Dadurch wird die Gesamtverstärkung bei den tiefen Frequenzen zwar verringert; relativ ergibt sich jedoch eine Erhöhung der Verstärkung für die hohen Frequenzen. Es liegt auf der Hand, daß diese Methode unwirtschaftlicher als die L-Kompensation ist. Trotzdem macht man von ihr wegen der Einfachheit gerne Gebrauch.

Am bekanntesten und beliebtesten ist die Kompensation durch ein frequenzabhängiges Glied R_kC_k im Kathodenkreis, s. Abb. 254.

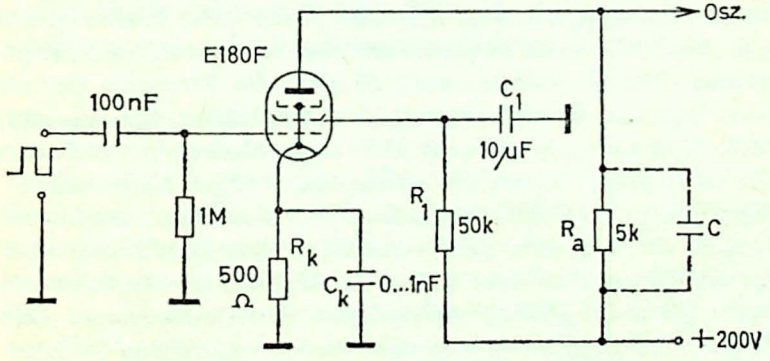


Abb. 254. Kompensationsschaltung R_kC_k zur Anhebung der hohen Frequenzen

Je höher die Frequenz wird, um so mehr wirkt sich C_k als Kurzschluß von R_k aus, die Gegenkopplung wird kleiner und die Verstärkung steigt. Dadurch wird die durch die Anodenkreis-Zeitkonstante auftretende Verstärkungsabnahme bei höheren Frequenzen kompensiert. Auch hier kann man rechnerisch zeigen, welche Bedingungen die verschiedenen Schaltorgane haben müssen, damit die Kompensation vollständig ist. Für eine genaue Kompensation gilt z. B. die Bedingung nach (Gl. 50). Man darf also nicht einfach eine Gleichheit der Zeitkonstanten R_kC_k und CR_a fordern, sondern es spielt auch noch die Steilheit S der Röhre eine Rolle. Bei einem zu kleinen Wert von C_k tritt Unterkompensation, bei einem zu großen Wert Überkompensation ein. Man berechnet das Kathodenglied am besten so, daß man von den meist gegebenen Werten R_a, C und R_k, sowie von der Steilheit der Röhre ausgeht. C_k ist dann bestimmt. Ein genauer Abgleich kann beispielsweise dadurch erfolgen, daß man C_k als Drehkondensator ausbildet (allerdings sind immerhin Kapazitätswerte zwischen etwa 100 und 1000 pF erforderlich), oder man macht R_k regelbar und gleicht die Arbeitspunktverschiebung durch eine zusätzliche Gleichspannung am Steuergitter oder durch einen Hilfsstrom über R_k aus. Bei sehr hohen Frequenzen dagegen wird C_k so klein, daß man mit einem Trimmer auskommt.

Man kann auch in Reihe mit R_k noch eine Selbstinduktion schalten und dieser Serienschaltung C_k parallel zu legen. Dadurch läßt sich die Wirkung erhöhen. In den meisten Fällen genügt jedoch eine einfache Kompensation nach Abb. 254, die bereits sehr wirkungsvoll ist, wie die Oszillogramme Abb. 255—259 (Tafel XIII) beweisen. Die Abb. 255/T XIII wurde an einer Verstärkerstufe mit $R_a = 5\ k\Omega$ gewonnen (Parallelkapazitäten etwa 30 pF), die Frequenz der am Gitter liegenden Rechteckspannung betrug 100 kHz. Die sich ergebende Grenzfrequenz wurde mit Hilfe eines Meßsenders und eines Röhrenvoltmeters zu etwa 470 kHz bestimmt. Eine Kathodenkreis-Gegenkopplung war nicht vorgesehen. Wie man sieht, werden die Flanken schon ziemlich stark verschliffen. Bei Einführung einer Kathodenkompensation und optimalem Abgleich der Zeitkonstante wurde bei sonst gleichen Bedingungen das Oszillogramm nach Abb. 256/T XIII erhalten. Man sieht die sehr erhebliche Verbesserung; das Rechteck ist sauber begrenzt, die Flankensteilheit ist groß.

Macht man C_k größer als es (Gl. 50) entspricht, so bekommt man eine Überkompensation. Ein entsprechendes Bild, ebenfalls bei 100 kHz und $R_a = 5$ kΩ aufgenommen, zeigt das Oszillogramm Abb. 257/T XIII. Die Flankensteilheit hat sich zwar noch erhöht, das Überschwingen ist jedoch untragbar groß geworden. Eine Unterkompensation würde ein Oszillogramm liefern, dessen Verlauf sich zwischen dem der Abb. 255/T XIII und 256/T XIII bewegt.

Die Abb. 258/T XIII und 259/T XIII sollen noch zeigen, wie man eine rettungslos verzerrte Schwingung durch die Kathodenkreis-Kompensation immer noch weitgehend verbessern kann. Abb. 258/T XIII zeigt das Oszillogramm an der Anode der bisher verwendeten Schaltung bei einer Rechteckfrequenz von 1 MHz. Die Rechteckform geht bei fehlender Kathodenkreis-Kompensation in eine verzerrte Sinusform über. Wird dagegen die Kompensation im Kathodenkreis optimal gemacht, so erhält man Abb. 259/T XIII. Die Rechteckkurve ist jetzt deutlich erkennbar, wobei die mangelhafte Steilheit der Flanken und die Verrundung bereits auf die beschränkte Leistungsfähigkeit des zur Verfügung stehenden Rechteckgenerators und Oszillographen zurückgeführt werden muß.

In ähnlicher Form kann man auch eine Kompensation im Schirmgitterkreis anbringen. Die Zeitkonstante C_1R_1 in Abb. 254 muß dann so bemessen sein, daß sich ebenfalls eine frequenzabhängige Gegenkopplung ergibt. Im allgemeinen macht man davon jedoch weniger Gebrauch. Prinzipiell könnte man eine Gegenkopplung auch im Anodenkreis vorsehen, wo sie jedoch nur eine sehr geringe Wirksamkeit hätte. Man ordnet sie lieber an denjenigen Stellen der Schaltung an, wo die Verstärkung der Röhre wirksam wird.

5. Kompensationsschaltungen bei tiefen Frequenzen

Von vielen Breitbandverstärkern wird eine möglichst tiefe untere Grenzfrequenz (Gl. 51) verlangt, beispielsweise von Videoverstärkern oder Oszillographenverstärkern. Man muß fordern, daß auch bei sehr tiefen Frequenzen keine Impuls-Verformungen eintreten. So darf die Dachschräge bei Rechteckspannungen nur äußerst gering sein. Wie scharf die diesbezüglichen Forderungen an die untere Grenzfrequenz werden können, zeigte schon (Gl. 44), und es wurde

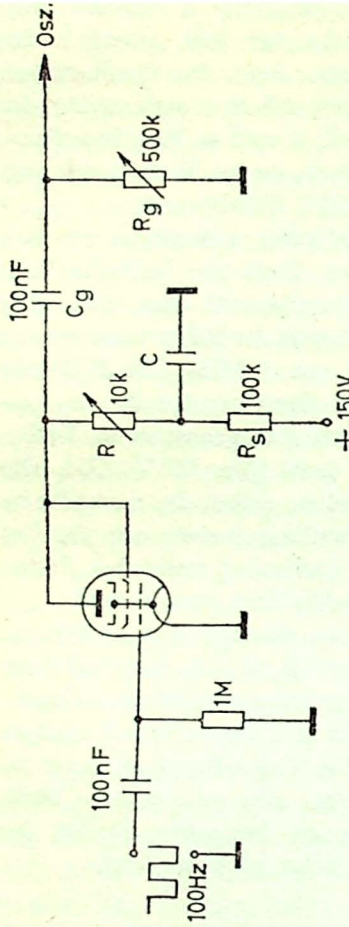


Abb. 260. Kompensationsschaltung zur Anhebung der tiefen Frequenzen

bereits darauf hingewiesen, daß man sehr große Koppelzeitkonstanten braucht, wenn sich die eingangs erwähnte Forderung erfüllen lassen soll. Große Koppelzeitkonstanten haben aber Nachteile, insbesondere sind große Koppelkapazitäten wegen ihrer erheblichen Kapazität gegen Masse, ihrer mitunter schlechten Isolation usw. nicht gerne gesehen. Es liegt daher nahe, auch bei den tiefen Frequenzen Kompensationsmaßnahmen anzuwenden , die brauchbare Übertragungseigenschaften im unteren Frequenzbereich bei noch tragbaren Koppelzeitkonstanten liefern.

Ohne Kompensation wäre die Dachschräge D durch die (Gl. 52) gegeben. Durch Einsetzen entsprechender Zahlenwerte kann man leicht feststellen, wie scharf die diesbezüglichen Forderungen sind. Sie werden wesentlich gemildert durch die nun zu besprechenden Schaltungen.

Abb. 260 zeigt die wohl am häufigsten angewendete Kompensationsschaltung. R_gC_g ist das Koppelglied zum Gitter der nächsten Stufe, dessen differenzierende Wirkung kompensiert werden muß. Hierfür ist nun in Reihe mit dem Außenwiderstand R, der nach Breitband-Gesichtspunkten bemessen wird, ein weiterer Widerstand R_s, überbrückt mit C, geschaltet. Unter der Voraussetzung, daß R_s sehr groß gegenüber dem kapazitiven Widerstand von C ist, gilt dann für die Kompensation die Bedingung der (Gl. 53). Die Zeitkonstante RC muß also der Zeitkonstante R_gC_g entsprechen. Physi-

kalisch läßt sich die Wirkung etwa derart vorstellen, daß mit abnehmender Frequenz die Impedanz des Gliedes R_sC immer größer wird, so daß sich für die tiefen Frequenzen der gesamte Anoden-Außenwiderstand vergrößert. Dadurch steigt die Verstärkung entsprechend an. Eine Anhebung der tiefen Frequenzen bedeutet jedoch eine Kompensation der Wirkung des Hochpasses C_gR_g in Abb. 260.

Die Verwirklichung der Schaltung Abb. 260 kann u. U. dann Schwierigkeiten machen, wenn nur eine geringe Betriebsspannung zur Verfügung steht. R_s muß nämlich stets sehr groß werden, da die Zeitkonstante R_sC groß gegenüber der Periodendauer der am Gitter liegenden Rechteckspannung sein muß. Der Grund hierfür ist physikalisch leicht einzusehen: eine Dachschräge bedeutet einen mehr oder weniger linearen Abfall des oberen Impulsdaches. Um diesem Abfall entgegenzuarbeiten, muß das Impulsdach vor dem Glied R_gC_g in ähnlich linearer Form ansteigen. Das wird nun dadurch möglich, daß C über R_s während der Dauer des Impulsdaches annähernd zeitlinear aufgeladen wird, so daß sich diese Spannung zu der Spannung an R addieren kann. Ein linearer Spannungsanstieg an C erfordert jedoch eine Aufladung lediglich bis zu einem kleinen Bruchteil der Betriebsspannung, was man durch die oben erwähnte Bemessung (Zeitkonstante groß gegenüber der Dauer des Impulsdaches) erreichen kann. Trifft diese Voraussetzung nicht zu, so erfolgt die Aufladung von C exponentiell, die Kompensationsspannung hat nicht mehr die richtige Form, und man bekommt kein horizontal verlaufendes, sondern ein verrundetes Impulsdach.

An Hand der Oszillogramme Abb. 261—264 (Tafel XIII) sei die Wirkung der Schaltung besprochen. Abb. 261/T XIII zeigt die Spannung am Widerstand R_g bei der angegebenen Dimensionierung, jedoch bei fehlendem Glied CR_s. Die Dachschräge ist trotz der relativ großen Koppel-Zeitkonstante erheblich. Wird nun R_sC eingeschaltet ($C = 1\ \mu F$), so ergibt sich das Oszillogramm nach Abb. 262/T XIII. Wie man sieht, ist die Dachschräge fast vollständig beseitigt worden. Gleichzeitig stellt sich natürlich ein Amplitudenrückgang ein, weil sehr viel Betriebsspannung an R_s verloren geht.

In Abb. 263/T XIII sehen wir die Spannung an R_g bei verklei-

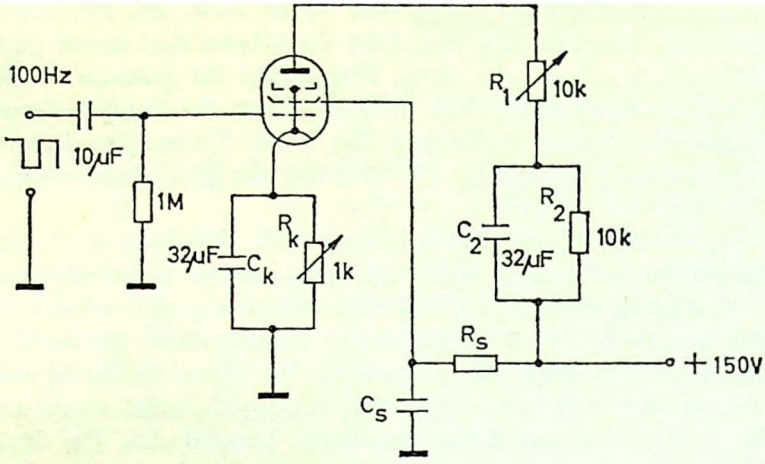


Abb. 265. Kompensationsschaltung zur Anhebung der tiefen Frequenzen mit Korrekturgliedern im Kathoden- und Anodenkreis

nertem Wert dieses Widerstandes und fehlender Kompensation. Die Dachschräge ist wesentlich größer als in Abb. 261/T XIII. Wird nun das Kompensationsglied wieder eingefügt und durch Verkleinern von R versucht, wieder einen horizontalen Verlauf des Impulsdaches herzustellen, so gelingt das nicht mehr. Der sich jetzt an C einstellende Spannungsverlauf während des Impulsdaches hat nicht mehr die für eine exakte Kompensation erforderliche Form, so daß das Impulsdach (Abb. 264/T XIII) total verzerrt erscheint. Würde man den Widerstand R_s wesentlich vergrößern, was mit einer entsprechenden Erhöhung der Betriebsspannung verbunden sein müßte, so würden sich die Verhältnisse verbessern. Eine gute Kompensation wird jedoch immer um so schwieriger, je kleiner C_gR_g gegenüber der Periodendauer wird. Man kann daher die Kompensation nicht beliebig weit treiben.

Bei Verstärkern mit sehr tiefer unterer Grenzfrequenz braucht man sehr große Kathoden- und Schirmgitter-Kondensatoren, um die Zeitkonstanten im Kathoden- und Schirmgitterkreis stets groß gegenüber der Periodendauer zu machen. Auch das ist häufig schwer zu erfüllen. Man kann die Wirkung dieser Zeitkonstanten mit einer Schaltung nach Abb. 265 annähernd ausgleichen. Will man z. B. die

verzerrende Wirkung der Kathoden-Zeitkonstante C_kR_k beseitigen, so gilt dafür die Bedingung nach (Gl. 54). Auch hier wird also Gleichheit der Zeitkonstanten C_kR_k und C_2R_2, ferner aber noch Gleichheit des Produktes SR_1 mit diesen Zeitkonstanten gefordert. Hier spielt also auch die Röhre noch eine Rolle. Die Oszillogramme Abb. 266–269 (Tafel XIV) zeigen die Wirkung der Kompensation. In Abb. 266/T XIV sehen wir zunächst den Einfluß des Kathodengliedes in Abb. 265 auf den Verlauf der Ausgangsspannung bei fehlender Kompensation. Wird das Kompensationsglied C_2R_2 eingefügt, so ergibt sich das Oszillogramm Abb. 267/T XIV. Die Kompensation ist sehr exakt. Verändert man den Wert von R_1 unter den Bedingungen der Abb. 267, so können sich Oszillogramme etwa nach Abb. 268/T XIV ergeben. Hier liegt ein Fall von Überkompensation vor. Macht man den Wert von R_2 in Abb. 265 zu klein, so ergibt sich an C_2 ein exponentieller Spannungsverlauf. Er überlagert sich der Spannung an R_1 und verursacht das gekrümmte Impulsdach nach Abb. 269/T XIV. Man sieht, wie sehr es bei diesen Kompensationsschaltungen auf eine richtige Bemessung der Glieder ankommt. Erwähnt sei noch, daß sich auch die Wirkung einer Schirmgitter-Zeitkonstante C_sR_s in Abb. 265 in ähnlicher Weise kompensieren läßt. Hierfür gilt dann die Bedingung der (Gl. 55). In der Praxis überlagern sich natürlich die Wirkungen der Kathoden- und Schirmgitter-Zeitkonstanten, so daß die angegebenen Gleichungen nicht mehr exakt gültig sind. Das

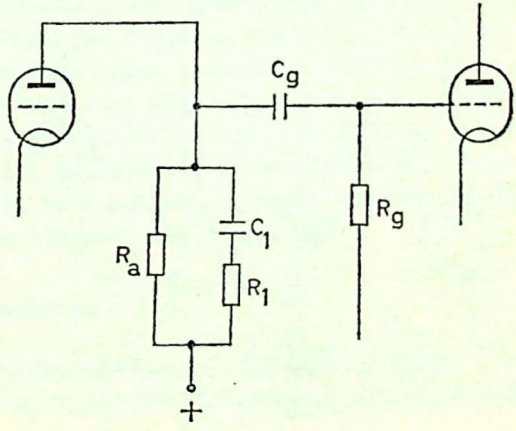


Abb. 270. Variation der Kompensationsschaltung nach Abb. 260

richtige Abgleichen wird empirisch unter Zuhilfenahme von Rechteckspannungen vorgenommen.

Zum Abschluß dieses Abschnittes seien noch ganz kurz drei Schaltungen gestreift, die sich ebenfalls zur Kompensation der Dachschräge bei tiefen Frequenzen eignen. So zeigt Abb. 270, daß man die Kompensation auch durch ein Serien-Glied C_1R_1 vornehmen kann. Die Kompensationsbedingung hierfür liefert die (Gl. 56). Wie man sieht, geht außer den Zeitkonstanten noch das Widerstandsverhältnis R_a/R_i in die Bedingung ein. Auch im Gitterkreis sind Kompensationsmöglichkeiten denkbar. So zeigt Abb. 271 eine Schaltung, in der das Kompensationsglied C_1R_1 in Reihe mit dem Gitterwiderstand R_g liegt. Die Kompensationsbedingung zeigt (Gl. 57). Eine etwas kompliziertere Schaltung ist in Abb. 272 dargestellt. Hier wird in den Gitterkreis zwischen R_g und R_2 eine zusätzliche, vom Anodenkreis stammende Spannung über R_1C_1 eingekoppelt. Auf die genaue Wirkungsweise können wir aus Raumgründen nicht näher eingehen, sondern müssen auf die Spezialliteratur verweisen.

Die Ausführungen dieses Abschnittes dürften gezeigt haben, daß speziell zur Kompensation von Verzerrungseffekten im Bereich der unteren Grenzfrequenz eine große Anzahl von Mitteln zur Verfügung steht, die man sinngemäß von Fall zu Fall anwenden wird [5, 8, 13, 15—17, 31, 33, 35, 36, 38, 40, 42, 53, 59, 64, 66—68, 70, 72, 75, 80, 82—84, 87, 89, 101, 104, 105].

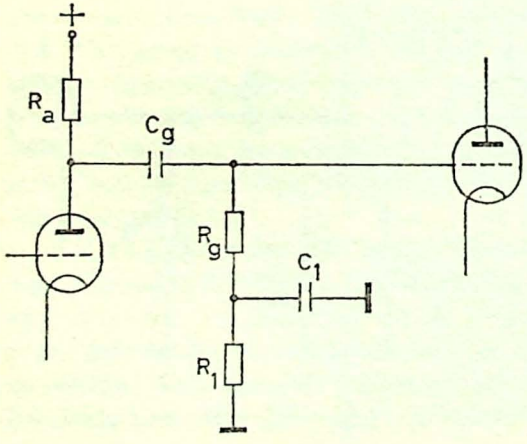


Abb. 271. Kompensationsschaltung im Gitterkreis zur Anhebung tiefer Frequenzen

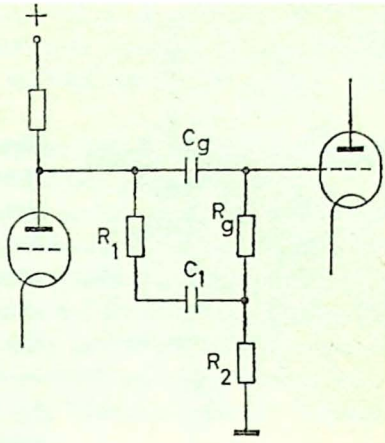


Abb. 272. Andere Kompensationsschaltung im Gitterkreis zur Anhebung tiefer Frequenzen

II. Der Kathodenfolger im Impulsverstärker

Dem Kathodenfolger oder Kathodenverstärker sind wir im Verlauf der Ausführungen in diesem Buch immer wieder begegnet. Schon das beweist seine universelle Brauchbarkeit in der Impulspraxis, und wir wollen zunächst seine grundsätzliche Wirkungsweise kennenlernen. Dann besprechen wir die Standardschaltungen des Kathodenfolgers im Eingang und Ausgang von Breitbandverstärkern. Schließlich werden wir kurz einige Kombinations-Kathodenfolgerschaltungen besonders hoher Wirksamkeit behandeln und zum Abschluß den Vorteil der Kopplung von Breitbandverstärker-Stufen über Kathodenfolger näher untersuchen. Sonstige Anwendungen des Kathodenfolgers als Koppelglied in anderen Impulsschaltungen wurden bereits von Fall zu Fall erwähnt; es sei in diesem Zusammenhang auf die Anwendung bei astabilen und monostabilen Multivibratoren, beim Schmitt-Trigger, bei bistabilen Multivibratoren, beim Miller-Integrator usw. hingewiesen.

1. Grundsätzliche Eigenschaften

Abb. 273 zeigt die Grundschaltung des Kathodenverstärkers. Die Anode liegt unmittelbar an der Betriebsspannung, das Glied R_1C

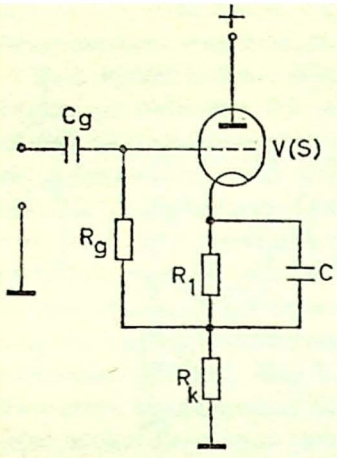


Abb. 273. Grundschaltung des Kathodenverstärkers (Kathodenfolgers)

dient lediglich zur Erzeugung der Gittervorspannung und geht in die dynamischen Verhältnisse nicht ein; Voraussetzung ist, daß es wechselstrommäßig als Kurzschluß aufgefaßt werden kann. In Reihe mit diesem Glied liegt der Kathodenwiderstand R_k. Die Gittervorspannung wird über R_g zugeführt, die steuernde Wechselspannung gelangt über C_g auf das Gitter.

Die wichtigsten elektrischen Eigenschaften entnimmt man am besten den Formeln 58—64, die alles Nähere aussagen. Beispielsweise ist die Verstärkung stets kleiner als 1; sie nähert sich dem Wert 1 um so mehr, je größer das Produkt SR_k gegenüber 1 gemacht wird. Der Ausgangswiderstand des Kathodenfolgers entspricht nicht etwa dem Widerstand R_k, sondern einem viel kleineren Wert, der von SR_k und der Steilheit abhängt. Ist der reziproke Wert von SR_k wesentlich kleiner als 1, was bei sehr steilen Röhren meistens zutrifft, so wird der Ausgangswiderstand einfach gleich dem reziproken Wert der Steilheit. Sehr wichtig ist auch der Eingangswiderstand R_e eines Kathodenfolgers. Er ist größer als der Gitterwiderstand, und zwar etwa um den Faktor SR_k [s. (Gl. 61)]. Auch die Eingangskapazität verkleinert sich außerordentlich; sie wird ebenfalls um den Wert SR_k gegenüber der normalen Eingangskapazität vermindert (Gl. 62), wobei allerdings zu beachten ist, daß die Anoden-Gitter-Kapazität voll in Erscheinung tritt; die Anode ist ja an den dynamischen Vorgängen nicht beteiligt. Die Eingangsspannung darf wesentlich größer als bei normalen Kathodenbasis-Verstärkern sein, ebenfalls etwa um den Betrag SR_k größer. Ein Kathodenverstärker kann also ohne Bedenken sehr weit ausgesteuert werden (Gl. 63).

Für die Impulstechnik ist besonders wichtig, daß der äußerst kleine Ausgangswiderstand bei Aussteuerung der Röhre in positiver

Richtung die Zeitkonstante so weit verkleinert, daß der Anstieg besonders steil wird. Die Anstiegzeit des Impulses an R_k entspricht daher nicht der (Gl. 1), sondern sie wird um den Betrag $(1 - SR_k)$ kleiner (Gl. 64).

Die vorstehenden kurzen Hinweise auf das elektrische Verhalten des Kathodenverstärkers genügen bereits, um seine große praktische Bedeutung zu verstehen. Einerseits ist er wegen des hohen Eingangs- und des kleinen Ausgangswiderstandes vorzüglich als Impedanzwandler zu gebrauchen. Seine Bedeutung als Koppelglied ergibt sich ebenfalls aus der Tatsache, daß die Schaltung einen großen Eingangswiderstand, aber auch eine sehr kleine Eingangskapazität aufweist. Der kleine Ausgangswiderstand ermöglicht darüber hinaus die schnelle Aufladung der auf den Kathodenverstärker folgenden schädlichen Kapazitäten.

2. Kathodenfolger-Standardschaltungen im Eingang und Ausgang von Breitbandverstärkern

In den Abb. 274 bis 276 sind einige Schaltungen angegeben, wie sie im Eingang oder im Ausgang eines Breitbandverstärkers verwendet werden. Im Eingang liefern sie eine geringe Belastung des Meßobjektes und eine frequenzunabhängige Regelung der Spannung, im Ausgang ermöglichen sie einerseits eine geringe Belastung der letzten Verstärkerstufe, anderseits die Verwendung einer längeren, kapazitätsreichen Leitung zum Belastungswiderstand des Verstärkers. In Abb. 274 sehen wir die einfachste Schaltung, die der

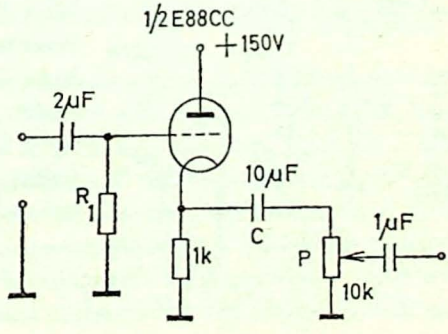


Abb. 274. Kathodenfolger ohne Gleichstrombrücke

von Abb. 273 entspricht. Ein besonderer Widerstand zur Erzeugung der Gittervorspannung ist nicht immer nötig; die Entscheidung dieser Frage hängt von der Amplitude am Gitter und von der Größe des Kathodenwiderstandes ab. Über C wird die Ausgangsspannung einem Potentiometer P zugeleitet, das wegen des kleinen Ausgangswiderstandes des Kathodenverstärkers relativ niederohmig sein darf. Eine zusätzliche Kompensation erübrigt sich daher in vielen Fällen. Mit einem Kathodenverstärker kann man also im Prinzip die normale, auch in der Rundfunk- und Niederfrequenztechnik übliche Art der Spannungsregelung vorsehen, ohne dabei eine wesentliche Absenkung der oberen Grenzfrequenz befürchten zu müssen.

Die Schaltung nach Abb. 274 hat den Nachteil, daß C sehr groß sein muß, damit für die tiefen Frequenzen die Zeitkonstante CP nicht zu klein wird. Ein direkter Abgriff an der Kathode, d. h. die Ausbildung des Kathodenwiderstandes als Potentiometer, empfiehlt sich deswegen nicht, weil an diesem Widerstand eine Gleichspannung herrscht; jede Verstellung des Abgriffs würde daher Umladungserscheinungen des Koppelkondensators bewirken, die insbesondere dann störend sind, wenn auf den Kathodenverstärker ein empfindlicher Verstärker mit tiefer unterer Grenzfrequenz folgt. Die Schaltung nach Abb. 275 verhält sich in dieser Hinsicht wesentlich besser. Hier bildet der Innenwiderstand der Röhre V zusammen mit den Widerständen R, (R_1 + R_2) und R_3 eine Gleichspannungsbrücke, so daß zwischen den Punkten a und b keine Potentialdifferenz herrscht. Der Widerstand R_4 führt daher gegenüber Masse eine konstante Spannung. Nunmehr kann R_4 als Potentiometer ausgebildet werden, und der Kondensator C_3 darf einen großen Wert haben. Nachteilig ist jedoch, daß bei Schwankungen der Betriebs-

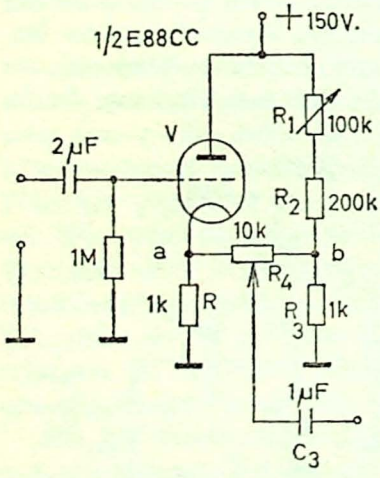
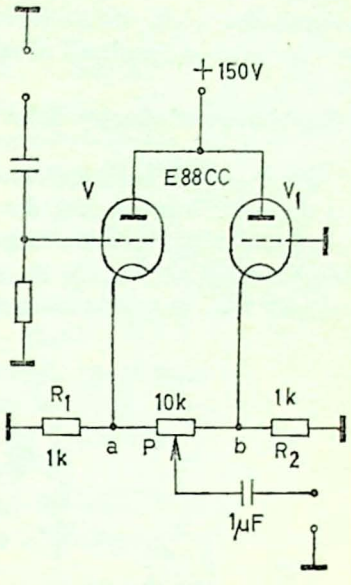


Abb. 275. Kathodenfolger mit Gleichstrombrücke

Abb. 276. Kathodenfolger mit Röhren in der Gleichstrombrücke



spannungen trotzdem kleine Spannungssprünge an R_4 auftreten können, weil ja der Innenwiderstand von V keinen rein Ohmschen Charakter hat. Deshalb ist eine Schaltung nach Abb. 276 noch vorteilhafter; hier wird die Brücke einerseits aus den Innenwiderständen von V und V_1, andererseits aus R_1 und R_2 gebildet, so daß zwischen den Punkten a und b wiederum keine Spannungsdifferenz herrscht. Auch in diesem Fall wird P spannungsfrei und führt konstante Spannung gegen Masse. Bei Schwankungen der Betriebsspannung ändert sich der Innenwiderstand von V ebenso wie der von V_1, und Spannungssprünge an P sind nicht möglich. Diese Schaltung ist also am empfehlenswertesten. Sie hat allerdings ebenso wie die nach Abb. 275 den Nachteil, daß sich die Spannung nie ganz auf Null herabregeln läßt; stets bleibt der Spannungsabfall an R_3 in Abb. 275 bzw. an R_2 in Abb. 276 übrig, der bei der angegebenen Bemessung auf Grund der Spannungsteilung etwa $^1/_{10}$ der vollen Spannung beträgt. Diesen Nachteil muß man in Kauf nehmen. Eine Blockierung am Punkt b ist nicht möglich, weil sonst der Kathodenwiderstand über R_4 in Abb. 275 bzw. über P in Abb. 276 zu sehr kapazitiv belastet werden würde.

Hinsichtlich der sonstigen Bemessung ist zu bemerken, daß der Kathodenwiderstand um so kleiner sein darf, je kleiner die Ausgangssignale sind. Meistens arbeitet man mit etwa 50 Ω bis 1 kΩ. Bei sehr großen Eingangssignalen muß der Kathodenwiderstand größer gewählt werden; zweckmäßigerweise erteilt man dann dem Steuergitter über einen Spannungsteiler eine zusätzliche positive Gleichspannung, um den Arbeitspunkt richtigzustellen. Natürlich nimmt ein Kathodenverstärker insbesondere bei kleinen Kathoden-

widerständen relativ viel Kathodenstrom auf, was bei der Auslegung des Netzteiles entsprechend zu beachten ist.

3. Kombinationsschaltungen hoher Wirksamkeit

Der gewöhnliche Kathodenverstärker hat den Nachteil, daß sich bei negativer Aussteuerung der Ausgangswiderstand stark erhöht; bei gänzlicher Sperrung des Stromes bleibt schließlich nur der Kathodenwiderstand selbst übrig, der relativ hochohmig ist. Infolgedessen erscheint bei starker Aussteuerung eine Gitter-Rechteckspannung an der Kathode in der ansteigenden Flanke steil, in der abfallenden Flanke dagegen relativ flach. Um die abfallende Flanke zu verbessern, hat man Spezialschaltungen ersonnen, von denen in Abb. 277 eine dargestellt ist. Der eigentliche Kathodenverstärker arbeitet mit der Röhre V, V_1 ist eine Hilfsröhre. Wird V durch ein großes Signal stark negativ ausgesteuert, so würde der Kathodenstrom fast zu Null werden, und man würde an einem normalen Kathodenwiderstand eine dementsprechend flach verlaufende Abfallflanke erhalten. Bei negativer Aussteuerung entsteht jedoch an R_a ein positiver Impuls, der sich über C auf das Steuergitter von V_1 überträgt, so daß deren Innenwiderstand kleiner wird, was gleichbedeutend mit einem Absinken der Spannung an der Anode von V_1 ist.

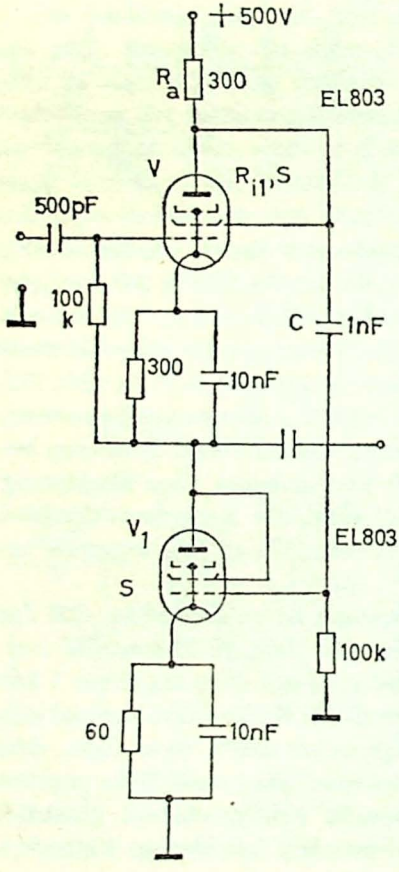


Abb. 277. Verbesserter Kathodenfolger (nach White)

Diese ist aber wechselstrommäßig mit der Kathode von V verbunden, so daß die Kathodenspannung sehr schnell abfällt. Damit ist das gewünschte Ziel, nämlich ein schneller Abfall der Kathodenspannung von V, erreicht. In Abb. 277 sind erprobte Dimensionierungsangaben eingetragen. Der Ausgangswiderstand dieses Kathodenverstärkers ist nach (Gl. 65) sehr klein, da die Verstärkungsfaktoren bzw. die Steilheiten der Röhre doppelt zu einer Verringerung beitragen.

Schon in Abb. 105 hatten wir eine Schaltung mit einem Spezial-Kathodenfolger besprochen. Dieser diente hier zur Kopplung zwischen den Stufen eines monostabilen Multivibrators. Die eigentliche Röhre des Kathodenverstärkers, V_4, wird hier durch die obere Röhre V_3 von der Eingangsspannung gleichphasig mitgesteuert. Wie man zeigen kann, wird dadurch nicht nur die Eingangskapazität, sondern auch die Anoden-Gitterkapazität von V_4 etwa auf den Faktor $1/\mu$ (μ = Verstärkungsfaktor der Röhre V_3) verkleinert. Das bedeutet eine weitere kapazitive Entlastung der an den Eingang von V_4 angeschlossenen Schaltorgane. Eine Schaltung nach Abb. 105 erfüllt daher schon sehr hohe Ansprüche.

Außer den beschriebenen Erweiterungsmöglichkeiten gibt es noch andere Schaltungsvarianten. So kann man z. B. Kathode und Anode zweier Röhren über einen Widerstand koppeln; der einen Röhre wird die Steuerspannung zugeführt, der anderen Röhre der Spannungsabfall an der Anode der ersten Röhre am Gitter. Dann erhält man an der Kathode dieser Röhre einen ebenfalls außerordentlich kleinen Ausgangswiderstand. Schaltungen dieser Art haben natürlich nur in Spezialfällen Bedeutung.

4. Der Kathodenfolger als Koppelglied zwischen Breitband-Verstärkerstufen

Die Bedeutung des Kathodenverstärkers als Koppelglied zwischen zwei Breitband-Verstärkerstufen ist leicht zu übersehen, wenn man die in Abschnitt 1 angeführten Eigenschaften des Kathodenfolgers kennt. Bei der unmittelbaren Kopplung zwischen zwei Breitband-Verstärkerstufen ist die sich ergebende Gesamtkapazität parallel zum Außenwiderstand nicht unerheblich, da sie die Summe aus Eingangskapazität, Ausgangskapazität, Schaltungskapazität und

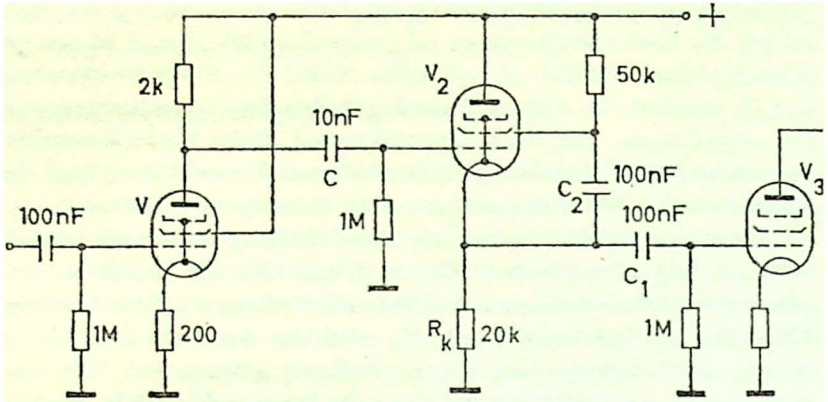


Abb. 278. Über Kathodenfolger gekoppelte Breitband-Verstärkerstufen

Rückwirkungskapazität darstellt. Diese Kapazität kann durch Einfügen eines Kathodenverstärkers erheblich herabgedrückt werden. Als weiterer Vorteil kommt der kleine Ausgangswiderstand des Kathodenverstärkers hinzu, der die Eingangskapazität der folgenden Verstärkerröhre sehr schnell umlädt, so daß sich steile Spannungssprünge ergeben.

Abb. 278 zeigt eine Schaltung. V ist die erste Verstärkerröhre des Breitbandverstärkers, V_2 die Koppel-Kathodenverstärkerröhre und V_3 die zweite Breitband-Verstärkerröhre. Die Anodenspannung von V wird über C auf das Gitter von V_2 übertragen; häufig findet man übrigens an dieser Stelle auch eine Gleichspannungskopplung, da man den Arbeitspunkt durch Wahl des Kathodenwiderstandes von V_2 einstellen kann. An R_k tritt eine zu der Spannung an der Anode von V gleichphasige Spannung auf, die nunmehr über C_1 zum Gitter von V_3 gelangt. Besonders wirkungsvoll ist die Verbindung des Schirmgitters von V_2 (man sollte an dieser Stelle eine Pentode verwenden) über C_2 mit der Kathode. Bei geschickter Anordnung kann man so die gesamte schädliche Kapazität, die ohne Kathodenfolger zwischen 20 und 30 pF liegt, bis auf Werte von etwa 5pF herabdrücken. Dadurch ergibt sich eine starke kapazitive Entlastung des Anodenkreises von V sowie eine schnelle Umladung der Eingangskapazität von V_3, wie das schon erwähnt wurde.

Zu beachten ist, daß die Wirkungsweise dieser Schaltung und ihr elektrisches Verhalten sehr davon abhängen, wie sich die schädlichen Kapazitäten an der Anode von V zu den schädlichen Kapazitäten zwischen Steuergitter und Kathode von V_2 verhalten. Konzentriert sich die Kapazität vor allem auf die Strecke Gitter-Kathode von V_2, so verläuft die Frequenzkurve relativ ungünstig; es ergeben sich Überschwingerscheinungen mit entsprechenden Verzerrungen. Teilen sich die Kapazitäten etwa gleichmäßig auf, so wird der Frequenzgang wesentlich günstiger. Man kann die Verhältnisse durch Einfügen von Induktivitäten in den Kathodenkreis noch weiter beeinflussen, worauf wir hier jedoch nicht eingehen wollen. Bei geschickter Bemessung liefert der Kathodenverstärker jedoch insbesondere bei hohen Frequenzen sehr beachtliche Resultate. Beispielsweise lassen sich bei einer Bandbreite von etwa 60 MHz noch Verstärkungsfaktoren von rund fünf erreichen, wenn man als Verstärker-Röhren die Typen E 180 F bzw. als Kathodenstufe eine E 83 F verwendet [Literatur wie Abschn. I, ferner 22].

III. Impuls-Spezialverstärker

Wie schon verschiedentlich erwähnt, gehen die Anforderungen an einen Impulsverstärker mitunter häufig über diejenigen Forderungen hinaus, die man ganz allgemein an Breitbandverstärker stellen muß. So enthalten die Impulsspannungen häufig Gleichspannungskomponenten, die mit übertragen werden müssen. Deshalb sind u. U. gleichspannungsgekoppelte Verstärker nötig. Bei Impulsen mit sehr unterschiedlichen Amplituden, wie sie etwa in der Kernphysik vorkommen, braucht man ferner übersteuerungsfeste Stufen. Schließlich muß häufig nur ein Frequenzband übertragen werden, dessen tiefste Frequenz immer noch hoch gegenüber der Gleichspannungskomponente ist. Dann werden Trägerfrequenzverstärker benötigt. Über diese Fragen soll der letzte Abschnitt dieses Kapitels berichten.

1. Gleichspannungsverstärker

Die an sich recht vielseitige und umfangreiche Technik der Gleichspannungsverstärker soll hier nicht behandelt werden; so ist z. B.

die Stabilisierung der Arbeitspunkte ein Problem, das mit der Impulstechnik an sich nichts zu tun hat. Wir wollen lediglich die Fragen der formgetreuen Übertragung von Impulsen bei Gleichspannungsverstärkern prüfen.

Im allgemeinen sind mehrstufige Gleichspannungsverstärker in Gegentaktschaltung ausgeführt, weil das der Stabilität des Verstärkungsgrades sehr zugute kommt. Es handelt sich dann darum, die Spannungen der Gegentaktstufe auf die nächste zu übertragen. Die einfachste Möglichkeit zeigt Abb. 279. Man verwendet einen Gleichspannungsteiler RR_1, der so bemessen sein soll, daß möglichst wenig von der Nutzspannung verloren geht. Im Hinblick auf die gleichspannungsmäßige Einstellung der Arbeitspunkte ist das natürlich nicht zu verwirklichen. Stets wird der Spannungsteiler RR_1 einen beträchtlichen Teil der Anodenwechselspannung der vorhergehenden Röhre vernichten. Um den Spannungsteiler frequenzunabhängig zu machen, schaltet man parallel zu R einen Kondensator C und achtet darauf, daß RC der Zeitkonstante R_1C_1 entspricht (C_1 = schädliche

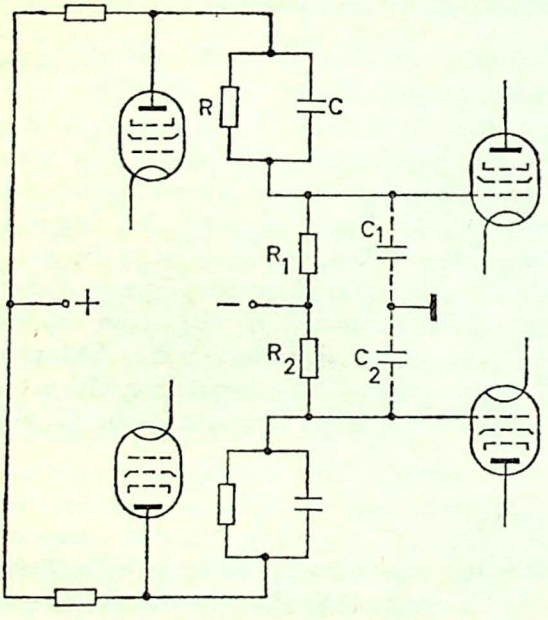


Abb. 279. Kompensierte Spannungsteiler zwischen Breitband-Gegentakt-Verstärkerstufen

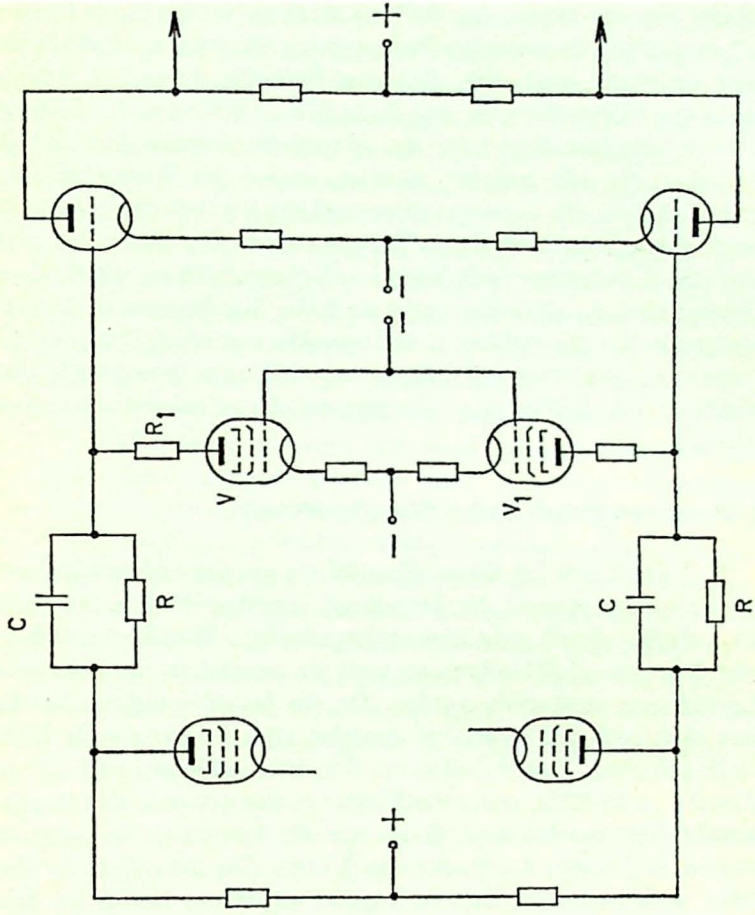


Abb. 280. Pentode als Spannungsteilerglied im Spannungsteiler zwischen zwei Verstärkerstufen

Kapazität). Im übrigen haben wir die Wirkungsweise des kompensierten Spannungsteilers sehr ausführlich an Hand von Abb. 248 besprochen. Die diesbezüglichen Ausführungen können auf die Schaltung nach Abb. 279 ohne weiteres übertragen werden.

Ein Nachteil dieser Schaltung ist darin zu sehen, daß, wie erwähnt, nur ein Teil der gesamten Wechselspannung übertragen wird.

Es gibt nun ein Mittel, den Widerstand R gegenüber R_1 so klein zu halten, daß fast die volle Wechselspannung übertragen werden kann. Man verwendet nach Abb. 280 zwei Pentoden V und V_1, die an Stelle der Widerstände R_1 und R_2 in Abb. 279 treten. Bei richtiger Arbeitspunkteinstellung wird der dynamische Innenwiderstand der Pentoden, der sehr hoch ist, wirksam, so daß das Spannungsteilerverhältnis R/R_i (R_i = Innenwiderstand der Pentode) sehr klein ist. Dann gelangt praktisch die volle Spannung an das Gitter der nächsten Röhre. Selbstverständlich muß auch dieser Spannungsteiler kompensiert werden, weshalb parallel zu R der Kondensator C liegt. Im übrigen gelten die gleichen Gesichtspunkte wie schon bei Abb. 279 besprochen. Mit Schaltungen dieser Art erhält man sehr gute Impulsverstärker bei gleichzeitiger Übertragung der Gleichspannungskomponente.

2. Übersteuerungsfeste Stufen (Linearverstärker)

Es handelt sich bei diesen Verstärkern um Spezialanordnungen, wie sie vorzugsweise in der Kernphysik benötigt werden. Sie haben die Aufgabe, die oft recht kleinen Impulse von Szintillationszählern oder Proportional-Zählrohren so weit zu verstärken, daß sie einer Registrierung zugänglich werden. Da die Impulse außerordentlich kurz sind, muß der Verstärker zunächst eine entsprechende Bandbreite aufweisen. Beim Arbeiten mit Proportionalzählern braucht man etwa 5 . . . 10 MHz, wenn die Elektronenkomponente der Impulse berücksichtigt werden muß. Sollen nur die Ionenimpulse registriert werden, so genügen Bandbreiten bis 1 MHz. Die Szintillationszähler geben noch wesentlich kürzere Impulse ab; deren Dauer ist dabei eine Funktion der Kristallart. Es werden Bandbreiten zwischen 2 und 300 MHz benötigt. Um eine hinreichende Stabilität auch über längere Zeiten hinweg zu erhalten, muß der Verstärker unempfindlich gegenüber Röhrenalterungen und Schwankungen der Betriebsspannung sein. Schließlich ist zu fordern, daß die Verstärker extrem amplitudenlinear arbeiten, weil man in der Kernphysik aus der Größe der Impulsamplitude Rückschlüsse auf die Energie der betreffenden Kernteilchen ziehen kann. Man erhält eine hinreichende Amplituden-Linearität vor allem durch ausgiebige Anwendung von Gegenkopp-

lung. Weiterhin ist zu beachten, daß die Impulsamplituden sehr unterschiedliche Größen aufweisen. Es kann daher sein, daß das Gitter ein und derselben Röhre einmal mit Amplituden sehr kleiner, kurz darauf jedoch mit Amplituden gesteuert wird, die vielleicht das Hundertfache der vorausgegangenen Werte betragen.

Die soeben kurz umrissenen speziellen Forderungen haben zur Entwicklung von Spezialschaltungen geführt. So unterscheidet man beispielsweise zwischen gegengekoppelten Zweiergruppen, gegengekoppelten Dreiergruppen, anodengekoppelten Zweiergruppen, kathodengekoppelten Zweiergruppen, kathodengekoppelten Dreiergruppen usw. Wir können die sehr umfangreiche Schaltungstechnik dieser Systeme im einzelnen nicht behandeln, sondern wollen nur an einigen Beispielen zeigen, wie man grundsätzlich vorgeht. So zeigt Abb. 281 eine anodengekoppelte Zweiergruppe, ein gegengekoppeltes Paar, das keine Blockierungserscheinungen aufweist. Die Gegenkopplung wird durch den Widerstand R zwischen den beiden Anoden bestimmt und ist extrem groß. Die Schaltung ist für negative Signale bestimmt. Eine Blockierung der ersten Röhre V_1 ist wegen der ausschließlich negativen Aussteuerung nicht möglich; der Arbeitspunkt der zweiten Röhre liegt so, daß auch bei den größten Aussteuerungen kein Gitterstrom infolge des positiven Sprunges an R auftreten kann. Infolgedessen ist dieses Stufenpaar übersteuerungsfest. An R_1 wird die verstärkte Ausgangs-

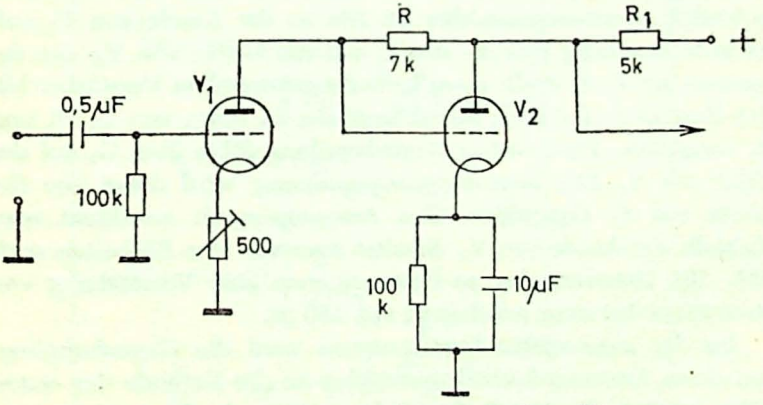


Abb. 281. Gegengekoppeltes, übersteuerungsfestes Röhrenpaar

spannung abgenommen. Ein Koppelkondensator zwischen V_1 und V_2 würde sich dauernd umladen und damit den Arbeitspunkt von V_2 verlagern, so daß die Gefahr bestünde, daß kurz nach einem Signal großer Amplitude ein wesentlich kleineres Signal nicht mehr verstärkt werden würde.

Man kann mehrere Röhrenpaare nach Abb. 281 hintereinanderschalten und erhält dann sehr leistungsfähige, übersteuerungsfeste Verstärker. Auch die Anstiegzeit ist recht kurz; so besitzt eine Gruppe mit vier Einheiten nach Abb. 281 eine Anstiegzeit von etwa 250 ns.

Abb. 282 zeigt eine gegengekoppelte Verstärkereinheit, wobei der sogenannte kathodengekoppelte Verstärker zur Anwendung kommt. Das Prinzip kann dem ersten Teil von Abb. 282 leicht entnommen werden. Die Röhren V_1 und V_2 besitzen einen gemeinsamen Kathodenwiderstand R_k. Es handelt sich um die Kombination eines Kathodenverstärkers mit einem Gitterbasis-Verstärker, denn das Gitter der rechten Röhre könnte an sich wechselstrommäßig an Masse liegen; in der Schaltung nach Abb. 282 wird diesem Gitter lediglich, wie noch besprochen werden wird, eine Gegenkopplungsspannung zugeführt. Das erste Röhrenpaar liefert am Ausgang eine Spannung, die mit der Eingangsspannung in Phase ist; tritt z. B. am Gitter von V_1 ein positiver Impuls auf, so wird dieser auch an R_k erscheinen und damit den Anodenstrom von V_2 verkleinern, so daß an der Anode von V_2 ebenfalls ein positiver Impuls auftritt. Dieser kathodengekoppelte Verstärker hat den großen Vorteil, daß er außerordentlich übersteuerungssicher ist. Die an der Anode von V_2 auftretende Spannung gelangt über C auf das Gitter von V_3, die zusammen mit V_4 ebenfalls einen kathodengekoppelten Verstärker bildet. Zusätzlich sind noch Korrekturglieder in Form von C_1, R und R_1 vorgesehen. Eine weitere Gegenkopplung führt über C_2 auf das Gitter von V_2. Die Gegenkopplungsspannung wird dabei von der Anode von V_4 abgegriffen. Den Ausgangsimpuls entnimmt man ebenfalls der Anode von V_4. Schaltet man vier der Einheiten nach Abb. 282 hintereinander, so bekommt man eine Verstärkung von etwa 30 000 bei einer Anstiegzeit von 150 ns.

Bei den sogenannten Dreiergruppen wird die Gegenkopplung von einem Ausgangs-Kathodenverstärker an die Kathode der ersten Röhre geleitet. Die drei Stufen sind untereinander kapazitiv gekop-

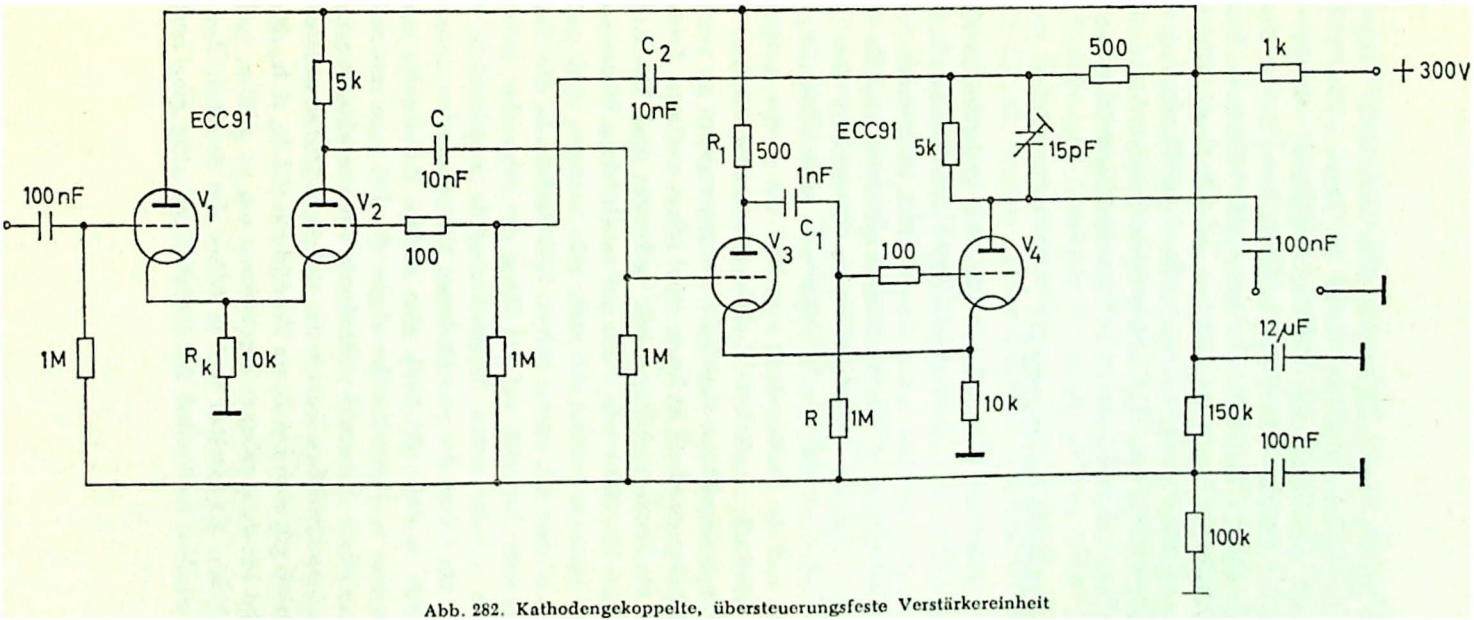


Abb. 282. Kathodengekoppelte, übersteuerungsfeste Verstärkereinheit

pelt. Bei großen Impulsamplituden führt man dem Eingang nur positive Impulse zu. Die erste Röhre hat einen hohen Kathodenwiderstand; außerdem sorgt die Gegenkopplung von der letzten Röhre dafür, daß kein Gitterstrom auftreten kann. Die zweite Röhre erhält nur negative Impulse, kann daher nicht blockieren. Die dritte Röhre schließlich ist als Kathodenfolger geschaltet und läßt sich wiederum weitgehend positiv aussteuern, ohne mit Gitterstrom rechnen zu müssen. Schaltet man drei solcher Dreiergruppen hintereinander, so erhält man Verstärkungen bis 10^5, die Anstiegzeit liegt bei 100 ns.

3. Impuls-Trägerfrequenz-Verstärker

Wir wollen diese Verstärkerart nur kurz andeuten, weil sie in impulstechnischer Hinsicht kaum gegenüber den üblichen Breitband-Trägerfrequenzverstärkern etwas Neues bietet. Man wendet sie z. B. im Zwischenfrequenzteil von Breitbandempfängern an, die die Aufgabe haben, Impulse trägerfrequent zu übertragen. Der Impuls-Trägerfrequenzverstärker kommt daher u. a. in der Fernsehempfängertechnik und der Radartechnik vor; dort hat er die Aufgabe, die von der Mischröhre gelieferte Zwischenfrequenzspannung, die ein breites Frequenzspektrum überdeckt, verzerrungsfrei zu verstärken.

Die Schaltungstechnik ist heute wohl schon weiteren Kreisen bekannt, da die Fernsehempfänger sehr verbreitet sind. Die Kopplung zwischen den Verstärkerstufen kann auf verschiedene Weise erfolgen; die älteste Methode bedient sich mehr oder weniger stark gedämpfter Resonanzkreise mit extrem hohem L/C-Verhältnis, die Kopplung erfolgt entweder kapazitiv auf das Gitter der folgenden Röhre oder durch eine auf der ersten Anodenkreisspule angebrachte bifilare Wicklung. Die Güten der verschiedenen Kreise werden unterschiedlich gewählt, so daß jede Stufe eine andere Bandbreite aufweist; die Kreise sind so gegeneinander abgestuft, daß man mit mehreren Stufen eine relativ horizontal verlaufende Frequenzkurve erhält, die von den unterschiedlichen Kurven der einzelnen Stufen geformt wird. Grundsätzlich gilt auch bei diesen Verstärkern (Gl. 2), d. h., die Bandbreite wird bei vorgegebener Verstärkung um so größer, je kleiner die schädlichen Kapazitäten und je höher die Steilheit der Röhre gemacht werden. Im Verlauf der Entwicklung ging man mehr und

mehr zu bandfiltergekoppelten Stufen über, die vor allem einen besseren Phasengang, teilweise auch bei gleichem Aufwand und gleicher Bandbreite eine höhere Verstärkung liefern. Je nach Bedarf kann man mehrere Stufen hintereinander schalten; in der Fernsehempfängertechnik kommen 2 . . . 4 Stufen vor, wobei man möglichst steile Röhren, z. B. die EF 184, verwendet. Anschließend an den Verstärker folgt dann ein Breitband-Diodendemodulator, der vor allem durch einen kleinen Arbeitswiderstand gekennzeichnet ist. Die demodulierte Spannung kann dann weiter verstärkt werden. Mischstufe, Vorstufe und Oszillator vor einem solchen Trägerfrequenzverstärker bieten impulstechnisch kaum Besonderheiten; sie müssen einerseits für die breiten Bänder ausgelegt sein, anderseits soll die Rauschkomponente so klein wie möglich gehalten werden. Deshalb haben z. B. die Cascodenschaltungen im Eingang solcher Empfänger große Bedeutung erlangt.

Über die genaue Technik dieser Schaltungen sind zahlreiche Veröffentlichungen erschienen; wir verweisen insbesondere auf die Fernseh- und Radarliteratur [Literatur wie Abschnitt I, ferner 46, 47].

Formelanhang

Wie schon in der Einleitung erwähnt, ist die Kenntnis der hier gebrachten Formeln keineswegs Voraussetzung für das Verständnis des Buches. Sie sind lediglich für solche Leser bestimmt, die entweder selbst einige einfache Berechnungen durchführen möchten oder die es verstehen, aus den Formeln die physikalischen Zusammenhänge abzulesen. Wer aber Formeln und Rechnungen scheut, kann diese Seiten entweder zukleben oder — ganz nach Temperament — herausreißen.

Die Formeln sind in fortlaufender Reihenfolge numeriert, wie sie im Text des Buches erwähnt werden.

Gleichung 1. Anstiegzeit τ [s] einer Rechteckschwingung von 10% auf 90% der Endamplitude an einem Parallelglied aus R_p [Ω] und C_p [F] bei eingeprägtem Rechteckstrom

$$\tau = 2{,}2\ R_p\ C_p\ [s] \text{ oder m. Gl. (2)}$$

$$\tau \sim \frac{0{,}35}{f_o}\ [s]$$

Gleichung 2. Grenzfrequenz f_o [Hz] eines Gliedes $R_p\ C_p$ (Gl. 1), identisch mit Bandbreite Δf des Systems für sehr tiefe untere Grenzfrequenz $f_u \to 0$

$$f_0 \sim \Delta f = \frac{1}{2\,\pi\,R_p\,C_p}\ [Hz]$$

Bei f_0 erfolgt Amplitudenabfall auf $1/\sqrt{2}$ des Maximalwertes

Gleichung 3. Gesamt-Anstiegzeit τ_g bei mehreren in Serie liegenden RC-Gliedern (oder Verstärkerstufen mit Einzel-Anstiegzeit $\tau_1, \tau_2 \ldots$)

$$\tau_g = \sqrt{\tau^2_1 + \tau^2_2 + \ldots}\ [s, \mu s, ns]$$

Gleichung 4. Definition der Anstiegsteilheit v

$$v = \frac{\Delta U}{t}\ [V/_s]$$

wobei ΔU = Spannungsänderung während der Zeit t.

Gleichung 5. Definition des Überschwingens ü aus den aus dem Oszillogramm abgelesenen Werten der maximalen Einschwingamplitude U_{max} und der Endspannung U_0 (eingeschwungener Zustand)

$$ü = \frac{U_{max} - U_0}{U_0} \cdot 100 \ [\%]$$

Gleichung 6. Definition der Dachschräge D aus maximaler Rechteckamplitude U_{max} und minimaler Reckteckamplitude U_{min}

$$D = \frac{U_{max} - U_{min}}{U_{max}} \cdot 100 \ [\%]$$

Gleichung 7. Einschalt-Zeitkonstante τ_e [s] im Anodenkreis einer Röhre mit dem Außenwiderstand R_a [Ω], dem Innenwiderstand R_{iL} [Ω] im geöffneten Zustand und der Parallel-Kapazität C_p [F]

$$\tau_e = C_p \cdot \frac{R_a \, R_{iL}}{R_a + R_{iL}} \ [s]$$

Setzt man $R_a = \Delta U_a / J_{ao}$, wobei ΔU_a = Spannungssprung an der Anode und J_{a0} = Anodenstrom bei geöffneter Röhre, so wird

$$\tau_e = Cp \cdot \frac{\Delta U_a \, R_{iL}}{\Delta U_a + J_{ao} \, R_{iL}} \ [s]$$

Gleichung 8. Ausschaltzeitkonstante τ_a bei gesperrter Röhre (Bezeichnungen wie in Gl. 7)

$$\tau_a = R_a \, C_p = C_p \cdot \frac{\Delta U_a}{J_{ao}} \ [s]$$

Aus Gleichung 7 und 8 folgt

$$\tau_a = \tau_e \cdot \frac{R_a + R_{iL}}{R_{iL}} \ [s], \text{ bei } R_{iL} \gg R_a \text{ also}$$

$\tau_a \sim \tau_e$, gleiche Anstiegzeiten der Flanken.

Gleichung 9. Rückwirkungskapazität C_x [pF] einer Röhre mit der (rückwirkungsfreien) Verstärkung V und der Gitter-Anodenkapazität C_{ga} [pF]

$C_x = C_{ga} \ (1 + V)$, bei $V \gg 1$

$C_x \sim VC_{ga}$ [pF]

Gleichung 10. Verstärkung V einer Pentode ($R_i \gg R_a$) mit dem Außenwiderstand R_a [Ω] und bei einer Steilheit S [A / V], einer

Grenzfrequenz $f_0 = \omega_0 / 2\,\pi$ und einer Parallelkapazität C_p [F] zu R_a

$$V = S\,R_a;\ \text{mit}\ R_a = \frac{1}{2\,\pi\,f_0\,C_p}\ \text{wird}$$

$$V = \frac{S}{2\,\pi\,f_0\,C_p} = \frac{S}{\omega_0\,C_p}\ [—]\ (f_0 \sim \Delta f,\ \text{s. Gl. 2})$$

Gleichung 11. Erste übliche Definition G_1 als Maß für die Breitband-Eigenschaften einer Röhre (Produkt aus Verstärkung und Bandbreite [MHz]). G_1 gibt an, bei welcher Frequenz f_x [MHz] die Verstärkung auf $V = 1$ abgefallen ist.

$$G_1 = Vf_x = \frac{S}{2\,\pi\,C_p}\ [\text{MHz}],\ \text{wobei}\ C_p = \text{Gesamtparallelkapazität [pF] und}\ S = \text{Röhrensteilheit [mA / V]}.$$

Gleichung 12. Zweite übliche Definition G_2 (s. Gl. 11)

$$G_2 = V\omega_x = \frac{S}{C_p}\ [\text{MHz}]\ \text{mit}\ \omega_x = 2\,\pi\,f_x$$

Gleichung 13. Dritte übliche Definition G_3 (s. Gl. 11) bei Berücksichtigung von Eingangskapazität C_e [pF] und Ausgangskapazität C_a [pF] bei zwei RC-gekoppelten Stufen

$$G_3 = Vf_x = \frac{S}{2\,\pi\,(C_e + C_a)}\ [\text{MHz}]$$

Gleichung 14. Vierte übliche Definition G_4 (s. Gl. 11) bei zusätzlicher Berücksichtigung einer Schaltkapazität von 5 pF

$$G_4 = Vf_x = \frac{S}{2\,\pi\,(C_e + C_a + 5\ \text{pF})}\ [\text{MHz}]$$

Gleichung 15. Definition G_5 (s. Gl. 11) für Eignung einer Röhre in Trägerfrequenz-Breitbandverstärkern mit Einzelkreisen bei optimaler Anpassung der Röhrenkapazitäten und einer gleichmäßig angenommenen Aufteilung der Schaltkapazität auf Eingang und Ausgang bei mehrstufigen Verstärkern

$$G_5 = Vf_x = \frac{S}{4\,\pi\,\sqrt{(C_e + 2{,}5\ \text{pF})\,(C_a + 2{,}5\ \text{pF})}}\ [\text{MHz}]$$

Gleichung 16. Definition G_6 (s. Gl. 11), wie Gl. 15, jedoch für Bandfilterkopplung mit extrem unsymmetrisch gedämpften Kreisen

$$G_6 = V f_x = \frac{S}{4 \pi \sqrt{(C_e + 2{,}5\ pF)\ (C_a + 2{,}5\ pF)}} \quad [MHz]$$

Gleichung 17. Wie Gl. 15, jedoch ohne Berücksichtigung der Schaltkapazitäten

$$G_7 = V f_x = \frac{S}{4 \pi \sqrt{C_e\ C_a}} \quad [MHz]$$

Gleichung 18. Grundgleichung für die Frequenz f einer Glimmlampen-Kippschaltung, wobei C [F] und R [Ω] das Zeitkonstantenglied bilden. U = Betriebsspannung, [V], U_L = Löschspannung der Glimmlampe [V], U_z = Zündspannung der Glimmlampe [V], R_i = Innenwiderstand der gezündeten Glimmlampe [Ω]. Die Formel gilt prinzipiell auch für Kippschaltungen beliebiger Art, z. B. mit Hochvakuumröhren, wenn für U_L, U_Z und R_i die entsprechenden Röhrendaten eingesetzt werden.

$$f = [C R \ln \frac{U - U_L}{U - U_z} + C R_i \ln \frac{U_z}{U_L}]^{-1} \quad [Hz]$$

Gleichung 19. Frequenz f [Hz] einer Kippschaltung bei konstantem Ladestrom J [A] in die Kippkapazität C [F] bei einer Kippamplitude U_k [V]

$f = \frac{J}{C\ U_k}$ [Hz]; dabei verläuft der Spannungsanstieg U [V] an C in Abhängigkeit von der Zeit t [s] und dem Ladestrom [A] nach der Beziehung

$$U = \frac{J \cdot t}{C} \quad [V]$$

Gleichung 20. Zusammenhang zwischen Auflade-Zeitkonstante RC [s], Periodendauer T [s] der Kippschwingung und Linearitätsabweichung n (Verhältnis zwischen maximaler und minimaler Hinlaufsteilheit), gültig für kleine Werke von n [%]

$$RC = \frac{100\ T}{n} \quad [s]$$

Gleichung 21. Folgefrequenz f [Hz] eines astabilen anodengekoppelten Multivibrators (symmetrisch)

$$f \sim \frac{2}{C R_g \cdot \ln \frac{J_a R_a}{U_{gs}}} \quad [Hz]$$

Darin bedeuten: $C R_g$ = Gitterkreis-Zeitkonstante [s], $J_a R_a$ = Spannungsabfall am Anodenwiderstand der jeweils leitenden Röhre [V], U_{gs} = Gitter-Sperrspannung der verwendeten Röhren [V]. Gilt für $R_g \gg \frac{R_a R_i}{R_a + R_i}$, wobei R_i = Innenwiderstand der geöffneten Röhre.

Gleichung 22. Folgefrequenz f eines Sperrschwingers mit dem Zeitkonstantenglied RC [s], der Rücklaufdauer τ [s], der maximalen Ladespannung E [V] des Gitterkondensators C und der Sperrspannung E_0 [V] der Röhre

$$f = [\tau + RC \ln \frac{E}{-E_o}]^{-1} \quad [Hz].$$

Dabei hängt τ weitgehend von den Transformatordaten ab. Liegt R an einer positiven Spannung E_1 [V], so wird

$$f = [\tau + RC \ln \frac{E_1 + E}{E_1 - E_o}]^{-1} \quad [Hz]$$

Gleichung 23. Zeitkonstante T [s] des Miller-Integrators

$$T = R_g C_{ga} (1 + V_0) \sim R_g C_{ga} V_0 \quad [s]$$

Darin ist R_g = Gitterwiderstand [Ω], C_{ga} = Anoden-Gitterkapazität [F] und V_0 = Verstärkung der rückwirkungsfreien Röhre.

Gleichung 24. Anstieg der Spannung U_a [V] als Funktion der angelegten Betriebsspannung U [V], der (rückwirkungsfreien) Verstärkung V_0, des (wirksamen) Gitterwiderstandes R [Ω] und der Gitterkapazität C [F] beim Miller-Integrator

$$U_a = VU (1 - e^{-t / RCV_o}) \quad [V]$$

Darin sind t = Zeit [s] und R = resultierende Gleichstromwiderstände im Gitterkreis. Ferner ist $V = S \frac{R_a R_i}{R_a + R_i}$, wobei R_i = Röhren-Innenwiderstand, bei Pentoden $V \sim S R_a$.

Gleichung 25. Wert der scheinbaren Betriebsspannung U [V], von der aus im Miller-Integrator die Kapazität im Gitterkreis aufgeladen wird:

$U = U_0\ V = U_0\ S\ R_a$ [V] (s. Gl. 24).
U_0 = wirkliche Betriebsspannung.

Gleichung 26. Impulsdauer t_i [s] eines kathodengekoppelten monostabilen Multivibrators

$$t_i = RC \ln \frac{\Delta U_{a1} + U_{g1} - U_{k2}}{U_{sp}} \text{ [s]}$$

Darin sind RC = Monovibrator-Zeitkonstante [s], ΔU_{a1} = Anodenspannungssprung an der ersten Röhre [V], U_{g1} = negative, durch Kathodenwiderstand erzeugte Gittervorspannung der ersten Röhre [V], U_{k2} = Kathodenspannung am gemeinsamen Kathodenwiderstand [V], U_{sp} = Sperrspannung der verwendeten Röhren [V].

Gleichung 27. Impulsdauer t_i [s] eines anodengekoppelten monostabilen Multivibrators

$$t_i = RC \ln \frac{\Delta U_a}{U_{sp}} \text{ [s]}$$

Bezeichnungen s. Gl. 26.

Gleichung 28. Außenwiderstand R_a [Ω] eines bistabilen Multivibrators, berechnet aus der zulässigen Anstiegzeit t_a [s] und der schädlichen Kapazität C [s]

$$R_a = \frac{t_a}{5C} \text{ [}\Omega\text{]}$$

Gleichung 29. Außenwiderstand R_a [Ω] eines bistabilen Multivibrators, berechnet aus dem Phasenwinkel φ und der Grenzfrequenz f_0 [Hz], die eine noch tragbare Impulsverrundung durch Integration liefert.

$$R_a = \frac{t_g\ \varphi}{2\pi f_o C} \text{ [}\Omega\text{]}, \text{ wobei C = schädliche Parallelkapazität [F]}$$

zu R_a.

Gleichung 30. Phasenwinkel φ (Gl. 29), berechnet aus der Periodendauer T [s] eines Rechtecksprunges und der Zeitkonstante CR [s], die ein Parallel-RC-Glied aufweist, dem man einen (idealen) Rechteckstrom mit der Frequenz 1 / T [Hz] zuführt:

$$\varphi = \text{arctg} \frac{2\pi}{T} \cdot CR \text{ [—]}$$

Dabei ist φ die Phasendifferenz zwischen der Ausgangsspannung an RC und dem Rechteckstrom.

Gleichung 31. Verlauf der Gitterspannung U [V] an einer Röhre eines bistabilen Multivibrators in Abhängigkeit vom Gitterwiderstand R_g [Ω], Koppelwiderstand R [Ω] zwischen Anode und Gitter, Parallel-Kompensations-Kapazität C [F] zu R, schädlicher Gitterkapazität C_g [F], Zeit t [s] und Periodendauer der triggernden Rechteckspannung T (E = Gesamtspannung des Sprunges an der Anode [V])

$$U = E \frac{R_g}{R + R_g} \left(1 + \frac{R\,C - R_g\,C_g}{R_g\,(C + C_g)} \cdot e^{-t/T}\right) \text{ [V]}$$

Gleichung 32. Wert der Kompensationskapazität C [F] für vollständige Kompensation des Spannungsteilers nach (Gl. 31)

$$C = C_g \frac{R_g}{R} \text{ [F]}$$

Gleichung 33. Wert der Kompensationskapazität C [F] in Abhängigkeit von R_g, R, C_g (Gl. 31—32) und der höchst zulässigen Triggerfrequenz f_t [Hz]

$$C = \frac{1}{5\,f_t} \left(\frac{R + R_g}{R\,R_g}\right) - C_g \text{ [F]}$$

Gleichung 34. Grundgleichung für die Integration einer Spannung (Ladestrom J [A]) durch ein Serien-Glied mit der Zeitkonstante RC [s], wobei E_1 = Ausgangsspannung am Kondensator C [F] und E = Spannung an R

$$E_1 = \frac{1}{C} \int J\,dt = \frac{1}{R\,C} \int E\,dt \text{ [V]}$$

Gleichung 35. Spannungsverlauf an einem RC-Integrationsglied, ausgedrückt durch die Periode T [s] der Rechteckspannung mit der Frequenz $f = 1/T$ [Hz] und durch die Grenzfrequenz $f_0 = 1/2\,\pi$ RC [Hz] des Integrationsgliedes mit der Zeitkonstante RC [s], in Abhängigkeit von der Zeit t (E = Spannung an C, E_0 = Amplitude der Rechteckspannung):

$$E = E_0 (1 - e^{-t/RC}) = E_0 (1 - e^{-2\,\pi\,(f_0/f)(t/T)}) \text{ [V]}$$

Gleichung 36. Grundgleichung für die Differentiation einer Spannung (Ladestrom J [A]) durch ein Serien-RC-Glied mit der Zeit-

konstante RC [s], wobei E_2 = Spannung an R und E_1 = Spannung an C

$$E_2 = JR = RC \frac{dE_1}{dt} \text{ [V]}$$

Gleichung 37. Grundgleichung für die Integration einer Spannung (Strom J [A]) durch ein Serien-RL-Glied mit der Zeitkonstante R / L [s], wobei R_2 = Spannung an R und E_1 = Spannung an L:

$$E_2 = JR = \frac{R}{L} \int E_1 \, dt \text{ [V]}$$

Gleichung 38. Grundgleichung für die Differentiation einer Spannung (Strom J [A]) durch ein Serien-RL-Glied mit der Zeitkonstante R / L [s], wobei E_2 = Spannung an R und E_1 = Spannung an L:

$$E_2 = L \frac{di}{dt} = \frac{L}{R} \frac{dE_1}{dt} \text{ [V]}$$

Gleichung 39. Wellenwiderstand einer Laufzeitkette

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \text{ [}\Omega\text{]}$$

wobei L = Induktivität [H] und C = Kapazität [F] der Kettenglieder bedeuten.

Gleichung 40. Grenzfrequenz einer Laufzeitkette mit den Kettengliedern L [H] und C [F]

$$f_0 = \frac{1}{\pi \sqrt{L\,C}} \text{ [Hz]}$$

Gleichung 41. Laufzeit eines Gliedes einer Laufzeitkette mit L [H] und C [F]:

$\tau = \sqrt{L\,C}$, bei n-Gliedern $\tau = n \sqrt{L\,C}$ [s]

Gleichung 42. Fortpflanzungsgeschwindigkeit auf einer Leitung mit der Dielektrizitätskonstante ε und der Permeabilität μ (c = Lichtgeschwindigkeit)

$$v_0 = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}} \text{ [m / s]}$$

Gleichung 43. Reflexionsfaktor eines Kabels mit dem Wellenwiderstand Z [Ω] und dem Abschlußwiderstand R_a [Ω]

$$r = \frac{R_a - Z}{R_a + Z} \; [—]$$

Gleichung 44. Zusammenhang zwischen der Periodendauer T [s] eines praktisch unverfälscht zu übertragenden Rechtecksprungs und der erforderlichen oberen bzw. unteren Grenzfrequenz f_0 [Hz] bzw. f_u [Hz] eines Koppelgliedes, einer Verstärkerstufe usw.:

$$f_0 = \frac{57{,}5}{T} \text{ [Hz] bzw. } f_u = \frac{1}{57{,}5\,T} \text{ [Hz]}$$

Die Grenzfrequenzen der Übertragungseinrichtungen müssen also etwa 60mal höher bzw. tiefer liegen als die Folgefrequenzen der Rechteckspannung, wenn keine Impulsverzerrungen auftreten sollen.

Gleichung 45. Wert der Kompensations-Induktivität L [H] in Abhängigkeit vom Dämpfungswiderstand R [Ω] und der schädlichen Kapazität C [F] in einer Breitbandstufe:

$$L = a\,R^2C \text{ [H]}$$

Dabei ist $a \sim 0{,}35$.

Gleichung 46. Bemessungsvorschrift für L [H] in Abb. 247:

$$L \sim 0{,}5\,R^2\,(C + C_1) \text{ [H]}$$

R in Ω, C, C_1 in F

Gleichung 47. Bemessungsvorschrift für R_1 in Abb. 247:

$$R_1 \sim 2{,}8\,R \text{ [}\Omega\text{]}$$

Gleichung 48. Bemessungsvorschrift für L_1 in Abb. 247:

$$L_1 \sim 0{,}2\,R^2\,(C + C_1) \text{ [H]}$$

Gleichung 49. Bedingung für kompensierte Spannungsteiler (Abb. 248):

$$RC = R_1C_1 \text{ [s]}$$

Gleichung 50. Bedingung für Kompensation mit Kathodenzeitkonstante R_kC_k bei hohen Frequenzen nach Abb. 254:

$$R_kC_k = RaC\,/\,(1 + SR_k) \text{ [s]}$$

S = Röhrensteilheit in A / V.

Gleichung 51. Untere Grenzfrequenz eines Koppelgliedes mit dem Koppelkondensator C_g [F] und dem Gitter-Ableitwiderstand R_g [Ω]

$$f_u = \frac{1}{2\,\pi\,R_g\,C_g} \text{ [Hz]}$$

Gleichung 52. Dachschräge D (s. Gl. 6) als Funktion der Koppel-Zeitkonstante $C_g\ R_g$ (s. Gl. 51) und der Periodendauer T [s] der Rechteckschwingung:

$$D = \frac{T}{R_g\ C_g}\ [—]$$

Gleichung 53. Kompensationsbedingung für die Schaltung nach Abb. 260:

$RC = R_g\ C_g$ [s] für $R_s \geqq 1 / \omega\ C$ bzw. $R_s C \ll T$

Gleichung 54. Kompensationsbedingung für die Schaltung nach Abb. 265:

$R_2\ C_2 = R_k\ C_k = S\ R_1$ [s]

Gleichung 55. Kompensationsbedingung für die Schirmgitter-Zeitkonstante C_sR_s in Abb. 265:

$$R_2\ C_2 = R_s\ C_s = \frac{R_1\ S_{g\,2}}{\mu_1}\ [s]$$

Darin ist S_{g2} = Schirmgittersteilheit [A / V] und μ_1 = Verstärkungsfaktor für Schirmgitter als Anode.

Gleichung 56. Kompensationsbedingung für die Schaltung nach Abb. 270:

$$C_1\ R_1 = R_g\ C_g.\ \frac{R_a}{R_1 + R_a}\ [s]$$

Gleichung 57. Kompensationsbedingung für die Schaltung nach Abb. 271:

$R_a\ C_g \sim R_g\ C_1$ [s] für $R_1\ C_1 \gg T$

Gleichung 58. „Verstärkung" eines Kathodenfolgers:

$$V_1 = \frac{S\ R_K}{1+S\ R_K} = \frac{V}{V+1}\ [\ -\ ]$$

wobei S = Röhrensteilheit [A/V], R_k = Kathodenwiderstand [Ω] und V = Verstärkung der Röhre **ohne** Gegenkopplung.

Gleichung 59. Ausgangswiderstand eines Kathodenfolgers:

$$R_{ausg.} = \frac{1}{(1 + 1/V)\ S}\ [\Omega]$$ Darin ist $V = SR_k$

Gleichung 60. Ausgangswiderstand (Gl. 59) für $1/V \ll 1$:

$$R_{ausg.} \sim \frac{1}{S} \quad [\Omega]$$

Gleichung 61. Eingangswiderstand eines Kathodenfolgers:

$$R_e = R_g (1 + V) = R_g \left(1 + S \frac{R_i R_K}{R_i + R_K}\right) \quad [\Omega]$$

Bezeichnungen wie in Gl. 58, R_i = Innenwiderstand der ausgesteuerten Röhre in Ω

Gleichung 62. Eingangskapazität eines Kathodenfolgers:

$$C_e = C_{eo} \cdot \frac{1}{1 + V} + C_{ga} \quad [F]$$

Darin ist C_{ga} = Gitter-Anodenkapazität [F], C_{eo} = „statische" Eingangskapazität, V s. Gl. 19.

Gleichung 63. Maximal zulässige Eingangsspannung für einen Kathodenfolger:

$$U_{e\,max} = U_{g\,max} (1 + V) \quad [V]$$

Darin ist $U_{g\,max}$ = höchst zulässige Gitterspannung (Verzerrungsfreiheit!) bei fehlender Gegenkopplung durch R_k.

Gleichung 64. Anstiegzeit am Kathodenwiderstand R_k [Ω] eines Kathodenfolgers bei positiver Gittersteuerung (C_k = schädliche Kathodenkapazität):

$$\tau = 2{,}2\, R_k\, C_k\, (1 - V) \quad [s]$$

Bei negativer Steuerung ist $\tau' = 2{,}2\, R_k\, C_k$ [s]

Gleichung 65. Ausgangswiderstand des Kathodenfolgers nach Abb. 277:

$$R_{ausg.} = \frac{R_{i\,1}}{\mu_1\, \mu_2} = \frac{1}{S\,(1 + S\,R_a} \quad [\Omega]$$

wobei R_{i_1} = Innenwiderstand von V, μ_1 = Verstärkungsfaktor von V, μ_2 = Verstärkungsfaktor von V_1, S = Steilheiten der (gleichen) Röhren [A/V].

Literaturverzeichnis

A. Buchveröffentlichungen

Wie schon in der Einleitung erwähnt, existieren zahlreiche impulstechnische Spezialwerke. Daneben gibt es einige Bücher aus der Fernsehtechnik, der Radartechnik und der Kernphysik, in denen sich ebenfalls sehr wertvolle allgemeine impulstechnische Darlegungen finden. Wir nehmen diese Werke ebenfalls in das Verzeichnis auf. Soweit nötig, wird der Inhalt eines Buches durch einen oder mehrere kurze Sätze so weit charakterisiert, daß der Leser weiß, inwieweit das Buch für ihn zweckvoll ist. Wir führen vorzugsweise deutsche Literatur an; in den wenigen zitierten ausländischen Werken finden sich zahlreiche Hinweise auf weitere ausländische Literatur.

1. **Apel,** Elektronische Zählschaltungen. — 1961, Stuttgart, Franckh-Verlag (Buchreihe „Radio und Elektronik, Monographien für den Praktiker"). Besonders wertvoll für den Schaltungstechniker.
2. **Bruinsma,** Multivibratorschaltungen. — 1958, Eindhoven, Philips Technische Bibliothek. Dieses Buch gibt besonders dem Praktiker und Anfänger recht wertvolle Einzelheiten über die Technik der Multivibratoren.
3. **Bruinsma,** Roboterschaltungen. — 1958, Eindhoven, Philips Technische Bibliothek. Das Buch enthält die ausführliche Beschreibung von Teilschaltungen für einen „Roboter". Es treten dabei zahlreiche impulstechnische Probleme auf.
4. **Cubasch,** Spezialröhren, Eigenschaften und Anwendungen. — 1960, Berlin, Verlag für Radio-Photo-Kinotechnik. Dieses Buch gibt einen wertvollen Überblick über die Eigenschaften von Röhren, wie sie in der Impulstechnik und anderen Anwendungsgebieten benötigt werden.
5. **Czech,** Oszillographen-Meßtechnik. — 1959, Berlin, Verlag für Radio-Photo-Kinotechnik. Obwohl der Kathodenstrahloszillograph im Vordergrund steht, darf dieses Buch als ein Standardwerk der Impulstechnik gelten. Die Ausführungen sind zur Not auch für den verständlich, der über geringe mathematische Kenntnisse verfügt. Speziell Technik der Elektro-Spezial-GmbH.

6. **Davis-Weed,** Grundlagen der industriellen Elektronik. — 1955, Stuttgart, Berliner Union. In verständlicher Form werden hier elektronische Grundlagen gebracht, die teilweise für die Impulspraxis wichtig sind.

7. **Dieckmann,** und andere, Handbuch der Automatisierungs-Technik. — 1959, Berlin, Verlag für Radio-Photo-Kinotechnik. Das Buch bietet eine umfangreiche Zusammenfassung vor allem der impulstechnischen Anwendungsmöglichkeiten.

8. **Dillenburger,** Einführung in die deutsche Fernsehtechnik. — 1953, Berlin, Fachverlag Schiele und Schön. Das in der zweiten Auflage vorliegende Werk darf als ein impulstechnisches Standardwerk gelten; alle wichtigen Grundschaltungen sind darin in theoretisch-praktischer Darstellung enthalten. Nach Ansicht des Verfassers des vorliegenden Buches gibt es auf dem deutschen Markt kein besseres Werk über Fernsehtechnik.

9. **Dillenburger,** Fernseh-Meßtechnik. — 1960, Berlin, Fachverlag Schiele und Schön. In diesem Buch sind in leicht lesbarer, für die Praxis jederzeit auswertbarer Form wichtige Hinweise auf die Meßtechnik an Fernsehgeräten enthalten. Dabei werden auch zahlreiche impulstechnische Probleme erörtert. Das in seiner Art recht brauchbare Buch setzt allerdings das Vorhandensein von Meßgeräten voraus, die einige hunderttausend Mark kosten dürften.

10. **Elmore-Sands,** Electronics, Experimental Techniques. — 1949, New York/Toronto/London, McGraw-Hill Book Company. Obwohl dieses Werk in einzelnen Teilen etwas veraltet ist, enthält es wichtige und sehr anschaulich dargestellte impulstechnische Grundlagen aller Art.

11. **Fischer,** Radartechnik. — 1958, Leipzig, Fachbuchverlag. Dieses Buch ist für den Impulspraktiker wertvoll, weil es schaltungstechnische Einzelheiten von Impulssystemen enthält. Die Darlegungen haben über die Radartechnik hinaus Gültigkeit.

12. **Fricke,** Der Kathodenstrahloszillograph. — 1957, Leipzig, Fachbuchverlag. Das Buch enthält Einzelheiten über Breitbandverstärker und Kippschaltungen. Die Darstellung ist verhältnismäßig leicht verständlich.

13. **Fünfer-Neuert,** Zählrohre und Szintillationszähler. — 1959, Karlsruhe, Verlag G. Braun. Das in zweiter Auflage erschienene, modernisierte Werk enthält im Abschnitt E eine sehr gut zusammengestellte Übersicht über Schaltungen, die in der Kurzzeit-Impulstechnik von Bedeutung sind.

13a. **Gruhle,** Elektronische Hilfsmittel des Physikers. — 1961, Berlin/Göttingen/Heidelberg, Springer-Verlag.

14. **Hahn,** Digitale Steuerungstechnik. — 1961, Stuttgart, Franckh-Verlag (Buchreihe „Radio und Elektronik, Monographien für den Prak-

tiker"). Zeigt vor allem moderne Anwendungen von Impulsschaltungen.

15. **Kaden,** Impulse und Schaltvorgänge in der Nachrichtentechnik. — 1957, München, Oldenbourg. Sehr theoretische und allgemeine Unterlagen, die vor allem der auf diesem Gebiet theoretisch arbeitende Fachmann benötigt.

16. **Kerkhof-Werner,** Fernsehen. — 1954, Eindhoven, Philips Technische Bibliothek. Dieses in zweiter Auflage erschienene Werk behandelt die Fernsehtechnik und weite Gebiete der Impulstechnik in zwar etwas theoretischer, aber doch recht anschaulicher Form. Jeder Impulstechniker sollte es gelesen haben.

17. **Kreizer,** Videoverstärker. — 1956, Berlin, VEB-Verlag. Hier findet man theoretische Unterlagen über Videoverstärker, wobei auch impulstechnische Probleme auftreten.

18. **Kretzmann,** Handbuch der industriellen Elektronik. — 1954, Berlin, Verlag für Radio-Photo-Kinotechnik. Ein sehr wertvolles, viele praktische Schaltungen auch impulstechnischer Art enthaltendes Buch.

19. **Kretzmann,** Schaltungsbuch der industriellen Elektronik. — 1955, Berlin, Verlag für Radio-Photo-Kinotechnik. Das Buch ist als Ergänzung zu dem vorher genannten aufzufassen. Wertvoll sind die zahlreichen, mit Dimensionierungsangaben versehenen Schaltungen, die hauptsächlich in den Labors des Philips-Konzerns gewonnen wurden.

20. **Landee-Davis-Albrecht,** Electronic Designers' Handbook. — 1957, New York/Toronto/London, McGraw-Hill Book Company. Für dieses Buch gilt in vollem Umfange dasselbe wie für das Buch von Seely. Es gibt in Deutschland kein Werk, das mit diesen beiden Veröffentlichungen verglichen werden könnte.

21. **Leithäuser-Winckel,** Fernsehen. — 1953, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag. Obwohl die Niederschrift des Buches schon längere Zeit zurückliegt, enthält das Werk zahlreiche grundlegende und heute nach wie vor gültige Unterlagen über impulstechnische Probleme. Wir empfehlen vor allem die Lektüre der Abschnitte E und L.

22. **Müller-Lübeck,** Der Kathodenverstärker. — 1956, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag. Wie der Titel sagt, handelt es sich um eine Monographie des Kathodenverstärkers, der in vielen Einzelheiten in allerdings teilweise recht theoretischer und abstrakter Form beleuchtet wird.

23. **Neeteson,** Fernseh-Empfangstechnik, Schwungrad-Synchronisierung von Sägezahngeneratoren. — 1953, Eindhoven, Philips Technische Bibliothek. Das Buch enthält sehr theoretische, aber äußerst gründ-

liche und ins einzelne gehende Unterlagen über alle Fragen, die sich auf die Synchronisierung von Sägezahngeneratoren beziehen.

24. **Neeteson,** Elektronenröhren in der Impulstechnik. — 1955, Eindhoven, Philips Technische Bibliothek. Der Titel ist etwas zu allgemein. In diesem Buch werden eigentlich nur der bistabile, der monostabile und der astabile Multivibrator in ihren verschiedenen Betriebseigenschaften in allerdings außerordentlich gründlicher und theoretischer Form behandelt. Wer sich z. B. für die näheren, relativ verwickelten dynamischen Vorgänge beim Umkippen dieser Schaltungen interessiert, findet in diesem Werk wohl alles, was er benötigt.
25. **Richter,** Atomstrahlen/Geigerzähler. — 1958, Stuttgart, Franckh-Verlag (2. Auflage).
26. **Richter,** Elektronik in Selbstbau und Versuch. — 1960, Stuttgart, Franckh-Verlag (6. Auflage).
27. **Richter,** Fernseh-Experimentierpraxis. — 1952, Stuttgart, Franckh-Verlag. In diesem Buch finden sich praktische Anleitungen zum Bau fernsehtechnischer Geräte mit starker Betonung der Impulspraxis. Im Augenblick ist das Buch vergriffen.
28. **Richter,** Grundschaltungen der Radio-, Phono- und Fernsehtechnik, Band I. — 1960, Stuttgart, Franckh-Verlag.
29. **Richter,** Hilfsbuch für Katodenstrahl-Oszillografie. — 1961, München, Franzis-Verlag (4. Auflage).
30. **Richter,** Meßpraxis. — 1960, Stuttgart, Franckh-Verlag.
31. **Richter,** Neue Schule der Radiotechnik und Elektronik. — 1959/60, Stuttgart, Franckh-Verlag.
32. **Richter,** Praktische Elektronik für jeden Beruf. — 1961, Stuttgart, Franckh-Verlag (4. Auflage).
33. **Richter,** Taschenbuch der Fernseh- und UKW-Empfangstechnik. — 1955, Stuttgart, Franckh-Verlag.
34. **Riezler-Walcher,** Kerntechnik. — 1958, Stuttgart, B. G. Teubner Verlagsgesellschaft. In diesem Werk ist auf den S. 64—118 ein Ausschnitt „Kernphysikalische Meßtechnik" enthalten, dem man viele wertvolle Unterlagen über Kurzzeit-Impulstechnik entnehmen kann.
35. **Schlegel-Nowak,** Impulstechnik. — 1955, Hannover, Fachbuchverlag Siegfried Schütz. Ein Spezialwerk der Impulstechnik, das viel Theorie, aber auch gelegentlich praktische Hinweise bringt.
36. **Schröter-Theile-Wendt,** Fernsehtechnik, Band I. — 1956, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag. Dieses Buch gibt eine sehr umfassende, allerdings teilweise recht theoretische Übersicht über die Grundlagen der Fernsehtechnik. Es enthält auch viele wertvolle Einzelheiten über allgemeine impulstechnische Fragen.

37. **Seely,** Electron-Tube-Circuits. — 1958, New York-Toronto-London, McGraw-Hill Book Company. Dieses Buch gehört zu den Standardwerken über elektronische Probleme und hat in der deutschen Literatur kein Gegenstück. Das Studium setzt zwar nicht unerhebliche mathematische Vorkenntnisse voraus, aber der Inhalt ist äußerst wertvoll.

38. **Siwers,** Funkmeßempfänger. — 1958, Braunschweig, Vieweg & Sohn. Das Werk enthält viele allgemeine impulstechnische Einzelheiten, natürlich speziell auf die Radartechnik zugeschnitten.

39. **Telefunken-Laborbuch,** Band I und II. — 1959/61, München, Franzis-Verlag. Das Werk enthält zahlreiche wertvolle Einzelheiten auch impulstechnischer Art.

40. **Uitjens,** Fernseh-Empfangstechnik, Z. F.-Stufen. — 1953, Eindhoven, Philips Technische Bibliothek. Ähnlich wie das Werk von Neeteson wird in diesem Band eine theoretische Abhandlung über die Verhältnisse bei Breitband-ZF-Verstärkern, speziell der Fernsehtechnik, gegeben.

41. **Winckel,** Impulstechnik (Zusammenfassung von Vorträgen anderer Autoren). — 1955, Berlin-Göttingen-Heidelberg, Springer-Verlag. Ein Buch, dem sowohl ein Theoretiker als auch ein Praktiker zahllose wertvolle Details entnehmen kann. Empfehlenswert ist vor allem die Lektüre der Abschnitte, die von den Autoren Kroebel, Bruch, Dieminger und Speiser verfaßt wurden.

42. **Wolf,** Kathodenstrahl-Oszillografen, ihre Breitbandverstärker und Zeitablenkgeräte. — 1960, München, Franzis-Verlag. Eine sehr interessante und aufschlußreiche Darstellung der Technik des Kathodenstrahloszillographen an sich (speziell Kienzle-Technik). Für jeden Impulstechniker wertvoll.

B. Zeitschriftenveröffentlichungen

Schon aus Raumgründen kann in der folgenden Zusammenstellung nur ein ganz winziger Bruchteil der ins Uferlose angeschwollenen Zeitschriftenliteratur auf dem Gebiet der Impulstechnik zitiert werden. Es handelt sich vorzugsweise um deutsche Veröffentlichungen jüngsten Datums, die den modernen Stand der derzeitigen Entwicklung besonders deutlich zeigen. Zeitschriftenartikel, die mehr als etwa zehn Jahre zurückliegen, haben heute wohl nur noch historischen Wert. In den hier angeführten Arbeiten findet man oft weitere Literaturhinweise, die sehr nützlich für das Studium von Einzelfragen sein können.

43. **Berger, Hövelmann** und **Kössler,** Eine Schaltung zur elektrischen Integration und Differentiation periodischer Vorgänge. „Elektronische Rundschau", 1959, Heft 9, Seite 336.

44. **Dhen,** Bausteine für die industrielle Analogrechentechnik. „AEG-Mitteilungen", 1960, Heft 8/9, Seite 427.

45. **Elesta,** Hausmitteilungen, Druckschriften und Unterlagen.

46. **Fälker** und **Hücking,** Zur Schirmbild-Photographie. „Elektronische Rundschau", 1957, Heft 11, Seite 332.

47. **Förster,** Ein neuer Impulsoszillograph mit großer Bandbreite. „AEG-Mitteilungen", 1960, Heft 8/9, Seite 394.

48. **Förster,** Ein neues, triggerbares Zeitablenkgerät für Elektronenstrahl-Oszillographen. „Elektronik", 1958, Heft 12, Seite 375.

49. **Garner,** Experiments with a series multivibrator. „Radio and Television News", 1956, Heft 3.

50. **Geist,** Spezial-Verstärkerröhren und ihre Eigenschaften. „Elektronische Rundschau", 1960, Heft 4, Seite 129.

51. **Goßlau** und **Harloff,** Untersuchungen über das Gleichstrom- und Wechselstrom-Verhalten von bistabilen Kippschaltungen. „NTZ" 1955, Heft 10, Seite 521.

52. **Grabe,** Wirkungsweise und Dimensionierung des Schmitt-Diskriminators „radio-mentor", 1958, Heft 6, Seite 382.

53. **Gruhle,** Impulstechnik in der Atomphysik. „Elektronik", 1958, Heft 4, Seite 97, Heft 5, Seite 145, Heft 6, Seite 179, Heft 8, Seite 250, Heft 9, Seite 286, Heft 10, Seite 308, Heft 11, Seite 351 und 1959, Heft 7, Seite 217. In dieser Artikelreihe sind zahlreiche wertvolle Schaltunterlagen enthalten, ferner umfangreiche Literaturhinweise.

54. **Gruhle,** Impuls-Trennstufe hoher Auflösung. „radio-mentor" 1952, Heft 7, Seite 312.

55. **Gruhle,** Multivibratorschaltung für Millimikrosekunden-Impulse. „Elektronik" 157, Heft 9, Seite 261.

56. **Guber,** Spezial-Verstärkerröhren für die industrielle, mobile und apparative Technik. „Elektronik", 1959, Heft 6, Seite 173.

57. **Haas,** Grundlagen und Bauelemente elektronischer Ziffern-Rechenmaschinen, Teil I—III. „Valvo-Berichte", Band IV, Heft 2, Seite 37, Heft 4, Seite 123 und Heft 5, Seite 155. Im Heft 2 findet sich auf Seite 79 ein sehr ausführliches und wertvolles Literaturverzeichnis.

58. **Hacks** und **Klose,** Elektronische Zähler und ihre Anwendungen. „radio-mentor", 1953, Heft 12, Seite 632, 1954, Heft 5, Seite 252 und 1954, Heft 9, Seite 502.

59. **Hantsche,** Ein Kippspannungsverstärker mit Zeitdehnung. „Elektronik", 1956, Heft 8, Seite 223.

60. **Heller,** Ein Generator zur Erzeugung von Treppenspannungen. „Elektronik", 1957, Heft 6, Seite 167.

61. **Hertwig,** Sperrschwingerschaltung für extrem kurzzeitige Impulse hoher Folgefrequenz. „Elektronische Rundschau", 1959, Heft 5, Seite 176.

62. **Heymann,** Über die Anzeigefehler elektrischer Differenzier- und Integrierschaltungen. „Frequenz", 1958, Heft 1, Seite 1.

63. **Hoffmann-Heyden,** Miller-Integrator und Phantastron, „radio-mentor", 1952, Heft 2, Seite 67, und Heft 3, Seite 118.

64. **Hoffmann,** Ein Oszillograph mit empfindlichen Gleichspannungsverstärkern. „AEG-Mitteilungen", 1960, Heft 8/9, Seite 398.

65. **Holle,** Die elektrische Integration. „Elektronische Rundschau", 1957, Heft 11, Seite 335.

66. **Hübner,** Prüfung von Thyratrons. „Elektronische Rundschau", 1957, Heft 2, Seite 56 und Heft 3, Seite 78.

67. **Janssen** und **Michels,** Ein experimenteller „stroboskopischer" Oszillograph für Frequenzen bis ungefähr 50 MHz. „Philips technische Rundschau", 1950/51, Seite 52 und 73.

68. **Jöhnk,** Dimensionierung von Oszillographen-Breitbandverstärkern. „Elektronik", 1958, Heft 5, Seite 154.

69. **Klein,** Beitrag zur elektronischen Anzeige von Rechen- und Zählergebnissen. „Elektronik". 1957, Heft 9, Seite 259.

70. **Klein,** Doppel-Differenzier-Verstärker. „Elektronik", 1958, Heft 4, Seite 100.

71. **Klein,** Hochfrequenter elektronischer Zähler. „Elektronik", 1957, Heft 1, Seite 20.

71a. **Knauer,** Die Breitbandpentode E 280 F. „Elektronik" 1961, Heft 4, Seite 103.

72. **Kohn,** Die Erzeugung extrem steiler Impulsflanken in mehrstufigen nichtlinearen Verstärkern „Archiv für elektrische Übertragung", 1958, Seite 109.

73. **Kosel,** Dimensionierungsfragen bei Multivibratoren. „Elektronische Rundschau", 1959, Heft 5, Seite 165.

74. **Kosel,** Stabilitätsprobleme bei monostabilen Multivibratoren. „Elektronische Rundschau", 1959, Heft 8, Seite 277.

75. **Kroebel,** Eine Methode zur Eliminierung der Auswirkung schädlicher Kapazitäten bei Erzeugung und Verstärkung von Sprungspannungen. „Zeitschrift für angewandte Physik", 1954, Seite 293.

76. **Louis,** Messung von Signalen im Zeitbereich von Nanosekunden mittels Abtastoszillographen. „Elektronische Rundschau", 1960, Heft 4, Seite 137.

77. **Mahnau,** Eine universelle Eingangsstufe für elektronische Zähler. „Elektronische Rundschau", 1959, Heft 9, Seite 324.

78. **Martini,** Multivibrator-Schaltung mit Pentode und Heptode. „Funk-Technik", 1955, Heft 11, Seite 306.

79. **Palic,** Aperiodisch kippende Flip-Flop-Stufe für die dekadische Zählröhre E 1 T. „Elektronik", 1955, Heft 2, Seite 36.

80. **Preisinger,** Die Laufzeitkette als Impulsgenerator. „Elektronik", 1958, Heft 5, Seite 147.

81. **Rumswinkel,** Experimentelle Untersuchungen in Multivibrator- und Verstärkerschaltungen mit Sekundärelektronenröhren nach Kroebel. „Zeitschrift für angewandte Physik", 1954, Seite 551.

82. **Sandvoss,** Untersuchungen an Breitbandverstärkern in bezug auf Amplituden- und Phasenabhängigkeit bei ihren Grenzfrequenzen. „Elektronik", 1956, Heft 7, Seite 185.

83. **Schmidt-Tiedemann,** Ein RC-Verstärker mit 60 MHz Bandbreite. „Eektronische Rundschau", 1958, Heft 12, Seite 414.

84. **Schneider** und **Wolfram,** Die Weitverkehrsröhre D 3 a, eine Fortentwicklung auf dem Gebiete der Breitbandpentoden. „Elektronik", 1958, Heft 4, Seite 109.

85. **Siewert,** Vibratoren. „Elektronik", 1960, Heft 5, Seite 145, und Heft 6, Seite 183.

86. **Sparbier,** Langlebensdauer-Röhren als zuverlässiges Bauelement für Nachrichtentechnik und Industrie. „Valvo-Berichte", Band I, 1955, Heft 5, Seite 127.

87. **Specht,** Ein Breitbandverstärker für 1 Hz . . . 4 MHz. „Elektronik", 1957, Heft 1, Seite 21.

88. **Specht,** Frequenzteiler mit Kaltkathodenröhren. „Elektronik", 1957, Heft 1, Seite 15.

89. **Specht,** Verstärkungs-Regelung in Breitbandverstärkern. „Elektronik", 1956, Heft 9, Seite 246.

90. **Specht,** Zeitablenkschaltung mit zwei Doppeltrioden. „Elektronik", 1956, Heft 9, Seite 247.

91. **Standard Elektrik,** Druckschriften, Hausmitteilungen und Unterlagen.

91a. **Starke,** Der Abtast-Oszillograf. „Elektronik", 1961, Heft 4. Seite 117.

92. **Starke,** Moderne Doppeltrioden und ihre Anwendung in elektronischen Geräten. „Elektronik", 1959, Heft 2, Seite 45.

93. **Stäsche,** Über die Entwicklung, Konstruktion und Anwendung eines Doppelimpulsgenerators. „Elektronik" 1960, Heft 5, Seite 133.

94. **Telefunken,** Druckschriften, Hausmitteilungen und Unterlagen.

95. **Thiele,** Berechnungsanleitung für Flip-Flop-Schaltungen. „Elektronische Rundschau", 1957, Heft 7, Seite 212, Heft 8, Seite 250 und Heft 9, Seite 274.

95a. **Thiele,** Bootstrap-Sägezahngenerator mit vergrößerter Linearität. „Elektronische Rundschau", 1961, Heft 4, Seite 145.

96. **Valvo,** Druckschriften, Hausmitteilungen und Unterlagen.

97. **Weitzenmiller,** Der elektronische Schalter und seine Anwendung im Vielfach-Oszillographen, Multiskop und Multi-Recorder. „Elektronik", 1956, Heft 8, Seite 219.

98. **Wittke,** Elektrische Integrationsverfahren. „Frequenz", Heft 2, Seite 49.

99. **Wittke,** Fehlerfreie elektronische Differentiation. „Elektronische Rundschau", 1957, Heft 1, Seite 7.

100. **Wittke,** Fehlerfreie elektronische Integration. „Elektronische Rundschau", 1957, Heft 3, Seite 73.

101. **Wolf,** Ein neuer Elektronenstrahl-Oszillograph für eine Bandbreite von 0—20 MHz. „Elektronik", 1959, Heft 5, Seite 139.

102. **Wörner,** Die Doppeltriode E 88 CC, eine neue Universalröhre für hohe Anforderungen. „Funkschau", 1956, Heft 9, Seite 343.

103. **Ohne Verfasser,** Die Darstellung von verformten Rechtecksprüngen. „Elektronik", 1960, Heft 8, Seite 242.

104. **Ohne Verfasser,** Frequenzkompensierter Eingangs-Abschwächer mit konstanter Eingangsimpedanz. „Elektronik", 1959, Heft 8, Seite 259.

105. **Ohne Verfasser,** Meßverstärker für 0 . . . 52 dB bei 3 Hz . . .24 MHz. „radio-mentor", 1956, Heft 12, Seite 774.

106. **Ohne Verfasser,** Phantastron-Schaltungen (Referat), „Elektronik", 1956, Heft 8, Seite 218.

Weitere wertvolle Unterlagen findet man in den „Funktechnischen Arbeitsblättern" (Franzis-Verlag, München). Es sei nochmals darauf hingewiesen, daß insbesondere in den zitierten Buchveröffentlichungen zahlreiche weitere Literatur angegeben ist.

Sachregister

Abbremsung 74
Abschneidedioden 27, 137
Abschneideeffekt 131
Abschneideschaltungen 125
Abschneideschaltung mit Pentode 129
Amplitudendiskriminator 112
Anklammern 136
Anlaufstrom 137
Anodenstrom 38
Anodenstrom, Gitterspannungskennlinie 38
Anodenwechselspannung 34
Anoden-Zeitkonstante 198
Anstiegfront 181
Anstieggeschwindigkeit 33
Anstiegsflanke 34, 55
Anstieg-Steilheit 32, 232
Anstiegzeit 31, 32, 35, 228, 232, 242
Anti-Koinzidenz 165
Anti-Koinzidenz-Schaltungen 163, 169
Astabiler anodengekoppelter Multivibrator, Folgefrequenz 235
Astabiler Frequenzteiler 183
Astabiler kathodengekoppelter Multivibrator 58
Astabiler Multivibrator 51
Aufbauten, Experimentier- 21
Auflade-Zeitkonstante 44
Aufladung, unvollständige 51
Ausgangskapazität 31
Ausschaltzeitkonstante 233
Außenwiderstand 237
Automation 18
Automatisierungstechnik 18

Bandbreite 32, 39, 198
Begrenzer mit Dioden 130
Begrenzung 133
Bezugspotential 136
Bistabile Frequenzteiler 185
Bistabile Multivibratoren 99
Bootstrap-Prinzip 66
Breiband-Diodendemodulator 231
Breitband-Eigenschaften 234
Breitband-Grundformeln 198
Breitbandverstärkung 197
Brettaufbauten 21
Brummeigenschaften 40
Buchveröffentlichungen 243

Cascodenschaltungen 231
Chassisaufbauten 23
Clamper 135
Clipper mit Dioden 126
Clipperschaltungen 125, 126

Dachamplitude 33
Dachschräge 33, 211, 233, 241
Dämpfung 65
Dekadenteiler 186
Dekatron 186
Dielektrizitätskonstante 177
Differentialquotient, zweiter 153
Differentiation 238
Differentiator 149
Differenzieren, Fehlerfreies 160
Differenzierglied 27, 156, 206
Differenzierschaltung 147
Differenzierung 148
Differenzierung, Doppelte 153
Differenzierung mit Induktivitäten und Resonanzkreisen 156
Differenzierung von Kippschwingungen 155
Differenzierung von Sägezähnen 155
Differenziervorgänge 150
Diode 56
Diodenabschneidung 128
Dioden, vorgespannte 123
Doppelbegrenzerschaltung 131
Doppel-Clipper 128
Doppelte Differenzierung 153
Doppeltrioden 41, 164
Drehkondensatoren 19
Drehwiderstände 20
Dreieckspannung 143
Dreiergruppen 230
Dreiergruppen, kathodengekoppelte 227
Dreiergruppen, kathodengekoppelte 227
Dynatron 123
Dynatron-Effekt 123
Dynode 95

E 1 T-Frequenzteiler 186
Eigenresonanz 157
Eigenschwingungen 200, 202
Eingangskapazität 31
Einschalt-Zeitkonstante 233
Elektrolytkondensatoren 19
Elektromedizin 18
Elektronenlaufzeiten 35
Elektronik, Industrie- 17
Elektronische Rechenmaschinen 17
Elesta 187
Endamplitude 33
Entlade-Zeitkonstante 44
Entkopplung 141
Entzerrungsmöglichkeiten 204
Erholzeit 91
Experimentier-Aufbauten 21
Experimentier-Versuchsgerät 23

Fernsehen 16
Fernsehtechnik 17
Festwiderstände 20
Flankensteilheit, Unterschied der 102
Flip-Flop-Schaltungen 99
Folgefrequenz 52, 60
Formelanhang 232
Fortpflanzungsgeschwindigkeit 177, 239
Frequenzgang 31
Frequenzgrenze 199
Frequenzspektrum 29
Frequenzteiler 91, 172, 182
Frequenzteiler mit stufenweiser Kondensator-Aufladung 187
Frequenzteiler-Verhältnis 191

Gastriode 20, 50
Gatter 163
Gatterschaltungen 165
Gegenkopplung 207
Gegentaktschaltung 224

Germaniumdioden 21
Gesamt-Anstiegzeit 32, 232
Gesamtkapazität 198
Gitterbasis-Verstärker 228
Gitterkreis-Zeitkonstanten 52
Gitterstrom 49
Gleichspannungskomponente 135
Gleichspannungs-Verstärker 223
Glimmlampe 44
Glimmlampen-Kippschaltung, Frequenz einer 235
Glimmlampenschaltungen 44
Glimmröhre, dekadische 186
Glimmstabilisatoren 24
Glimmröhrenstabilisator 96
Glockenimpulse 30
Golddrahtdiode 127
Grenzfrequenz 31, 140, 198, 232, 240
Grenzfrequenz eines Koppelgliedes 240
Grenzkennlinie 118

Halbleiterdioden 21, 91
Heptodenschaltung 166
Hinlauf 30
Hinlauf-Linearität 67
Hinlaufzeit 47
Hochpaß 148
Hysterese 109, 112, 172

Impulsabschneidung 126
Impulsaddition 164, 168
Impulsamplitude 29
Impulsbegriff 29
Impulsdach 33, 211, 213
Impulsdauer 29
Impulsdehnung 146
Impuls-Differenzierschaltungen 147
Impulse 10
Impulse, parabelförmige 30
Impuls-Folgefrequenz 29, 121
Impulsformer 84, 125
Impulsflanken 55
Impulsgatter 166
Impulsgenerator 45, 138
Impulsgenerator im Nanosekundenbereich 67
Impulsgenerator, unselbständiger 78
Impulsintegration 138
Impulslänge 29
Impulsmischer 166, 167, 168
Impulsmodulation 18
Impulspause 29
Impulsperiode 29
Impuls-Phasenschieber 171, 175
Impulsreihen 29, 164
Impulsreste 130
Impulstore 166
Impuls-Trägerfrequenz-Verstärker 230
Impuls-Umkehr 165
Impulsverzögerer 84, 170, 172
Impulszwischenraum 29
Industrie-Elektronik 17
Innenwiderstand 38
Integral einer Rechteckspannung 143
Integration 238, 239
Integration, fehlerfreie 147
Integration von Rechteckschwingungen 138
Integration von Sägezähnen 143
Integrationserscheinungen 141
Integrationsglied 142, 205
Integrationsglieder, Reihenschaltung 142
Integrations-Netzwerk 145
Integrationsschaltung 139
Integrationsschaltung für Kippschwingungen 143
Integrationsschaltung zur Impulsdehnung 146
Integratoren, Impuls- 138
Ionen 49
Ionenimpulse 226
Ionenträgheit 46

Kabel als Impulsformer 177
Kabellaufzeit 178
Kabelshapen 179, 181
Kaltkathoden-Relaisröhre 20
Kathodenbasis-Verstärker 174
Kathodenfolger 57
Kathodenfolger als Koppelglied 221
Kathodenfolger-Aufladung 66
Kathodenfolger, Ausgangswiderstand 216, 241, 242
Kathodenfolger, Eingangskapazität 242
Kathodenfolger, Eingangsspannung 242
Kathodenfolger Eingangswiderstand 216, 242
Kathodenfolger, doppelter 93
Kathodenfolger im Impulsverstärker 215
Kathodenfolger mit Gleichstrombrücke 218
Kathodenfolger mit Röhren in der Gleichstrombrücke 219
Kahtodenfolger nach White 220
Kathodenfolger ohne Gleichstrombrücke 217
Kathodenfolger-Standardschaltungen 217
Kathodenfolger, Verstärkung 216, 241
Kathodengekoppelter monostabiler Multivibrator, Impulsdauer eines 237
Kathodengekoppelter Multivibrator 58
Kathodenkreis-Kompensation 209
Kathodenspitzenströme 67
Kathodenstrahloszillographen 18
Kathodenverstärker 92, 152, 215
Kathodenwiderstand 219
Kernphysik 18, 94
Kerntechnik 18
Kettenverstärker 37, 197
Kipperiode 77
Kippfrequenz 64
Kippkondensator 63
Kippschwingung 62
Kippschwingungen, Differenzierung 155
Kippschwingung, nichtlineare 44
Kippschwingungserzeuger 50
Kippspannungen 30
Klammerdiode 137
Klammerschaltungen 135
Koinzidenzschaltung 163, 169
Kombinations-Kathodenfolgerschaltungen 215
Kompensations-Induktivität 240
Kompensationskapazität 238
Kompensationsschaltung 204, 207
Kompensationsschaltungen bei tiefen Frequenzen 209
Kompensierte Spannungsteiler 205, 224
Kondensator 19
Kondensator-Aufladung 227
Kondensatorladung, stufenweise 191
Koppelkondensator 149
Kopplung 63
Korrekturglieder 212
Kosmos-Lehrmittel 22
Krokodilklammern 22
Kurzzeit-Impulstechnik 36

Labilität 102
Laborlitzen 22
Ladepentode 50
Ladestrom, konstanter 49
Ladewiderstand 66
Laufzeit 177
Laufzeitglieder 177
Laufzeitkabel 176, 177
Laufzeitkabel-Phasenschieber 170
Laufzeitkette 176, 181
Laufzeitkette, Grenzfrequenz 239
Laufzeitkette, Wellenwiderstand 239
LC-Tiefpaßfilter 176
Lichtgeschwindigkeit 177
Linearisierung 73
Linearisierungseffekt 144
Linearisierungsmöglichkeiten 49
Linearität, hohe 73
Linearitätsabweichung 51, 235
Linearverstärker 226
Literaturverzeichnis 243
L-Kompensation 201
L-Kompensation, einfache 202
L-Kompensation, verbesserte 203
Löschspannung 44

Meßgeräte 25
Meßsender 28
Metastabil 85
Mikrophonie 40
Mikrosekunde 36
Mikrosekundentechnik 36
Miller-Abfall 75, 119
Miller-Effekt 71, 116
Miller-Integrator 77
Miller-Integrator, Zeitkonstante des 236
Miller-Kapazität 72
Millerprinzip 71
Miller-Transitron 71
Miller-Transitron-Integrator 116
Miller-Transitron-Röhre 77
Millimikrosekundentechnik 36
Millisekunde 36
Millisekundentechnik 36
Mischen 164
Mitlaufende Ladespannung 67
Monostabile Multivibratoren 84
Monostabile Thyratronschaltung 82
Monovibratoren 84
Motorsteuerungen 17
Multivibrator, astabiler anodengekoppelter 51
Multivibrator, astabiler, anodengekoppelter, Folgefrequenz 235
Multivibrator, astabiler kathodengekoppelter 58
Multivibrator, bistabiler 99
Multivibratorfrequenz 55
Multivibrator, kathodengekoppelter, monostabiler, Impulsdauer eines 237
Multivibrator mit Kathodenfolger 56
Multivibrator, unsymmetrischer 55

Nadelimpulse 30, 150
Nanosekunde 36
Nanosekundenimpuls 67
Nanosekundentechnik 36
Netzgeräte 24
Netzgeräte, elektronisch stabilisierte 24
Nullinie 136

Oder-Gatter 165, 168
Original-Rückflanke 180
Oszillogramm 11, 15
Oszillograph 27, 37

Parabel 144
Parabelanteil 145
Pentodenbegrenzer 132
Pentoden-Clipper 128
Permeabilität 177
Phantastron 123
Phantastron-Schaltungen 116
Phasenschieber 96, 170
Phasenschieber für Sinusschwingungen 173
Phasenverschiebung 174
Phasenwinkel 237
Potentiometer 20
Proportionalzähler 226

Radartechnik 17
Rauschwiderstand 40
RC-Generator 25
RC-Integrationsglied 238
RC-Stufe 198
RC-Stufe, unkompensierte 197
Rechenmaschinen, Elektronische 17
Rechteckdach 33
Rechteckgenerator 108
Rechteckkurve 30
Rechteckschwingung 59
Rechteckschwingungen, Differenzierung 148
Rechteckschwingungen, Integration 138
Rechteckschwingungen, Verstärkung 197
Rechteckspannungen 30
Rechteckspannung einer gesteuerten Röhre 34
Rechtecksprung 29, 240
Reflexionsfaktor 178, 180, 239
Regeleinrichtungen 17
Röhren 20
Röhrendioden 21, 137
Röhrenkapazität 39
Röhrenpaar, gegengekoppeltes übersteuerungsfestes 227
Röhrenschaltung, getriggerte 78
Röhrenvoltmeter 28
Rückkopplungsfaktor 111
Rückkopplungsvorgang 108
Rücklauf 30, 120
Rücklaufdauer 71, 77, 119, 194
Rücklaufform 65
Rücklaufgeschwindigkeit 45
Rücklauflinie 47
Rücklaufzeit 47
Rückwirkungskapazität 31, 233

Sägezähne 30
Sägezähne, Differenzierung 155
Sampling-Technik 37
Sampling-Verfahren 197
Sanatron 116
Schaltdioden 106
Schaltkapazität 31, 234
Schaltzeit 38
Schirmgitter-Bremsgitter-Zeitkonstanten 71
Schirmgitter-Zeitkonstante 213
Schmitt-Trigger 25, 108, 171
Schmitt-Trigger mit Kathodenfolger 114
Schmitt-Triggerschaltung mit kleiner Hysterese 112
Schwingung, gedämpfte 63
S/C-Verhältnis 40
Sekundäremission 123
Sekundär-Emissionsröhre 95
Sekunde 36
Serien-Glied 214
Siemens 41
Siliziumdiode 127
Sinus-Frequenzteiler 183
Sinus-Phasenschieber 173
Spannungsdiskriminator 108
Spannungsteiler, kompensierter 100, 205
Spannungsteiler-Meßkopf 28
Sperrschwinger 61

Sperrschwinger, Folgefrequenz eines 236
Sperrspannung 38, 127
Spezialröhren 37
Spezialröhren, Tabelle 41
Spulen 20
Spulen-Zeitkonstante 157
Standard-Elektrik Lorenz 41
Startsprung 75, 76, 118
Steilheit 38
Steilheitsunterschiede 151
Steilheitswerte 40
Steuerimpuls 80
Steuerspannung 101
Stromquellen 24
Stromübernahme 69, 133
Stufen, bandfiltergekoppelte 231
Synchronisieramplitude 48
Synchronisierimpuls 44
Synchronisier-Spannungsquelle 44
Synchronisierung 102

Tastkopf 206
Tastverhältnis 29
Teilerverhältnis 190, 195
Telefunken 41
Thyratron 47, 82
Thyratron-Kippschaltung 48
Thyratronschaltungen 47
Thyratronschaltung, monostabile 82
Tongenerator 25
Tore 163, 168
Trägerfrequenz-Breitbandverstärker 234
Transitron 69
Trennröhre 106
Treppenstufen 190
Trigger 78
Triggeramplitude 91, 107
Trigger-Ankopplungsdiode 96
Triggerimpuls 88, 104
Triggerimpulse, Einkopplung der 104
Triggerimpuls-Folgefrequenzen 90
Triggerimpuls, Polarität des 107
Triggern 81
Triggerniveau 110
Trigger-Spannungsquelle 104
Triggerung 104
Trimmer 19
Triodenbegrenzer 134
Trochotron 187

Überschwingen 33, 202, 233
Übersteuerungsfeste Stufen 226
UKW-Schutzwiderstand 76, 200
UKW-Schwingungen 22
Und-Gatter 165, 168
Univibrator 84, 86, 171
Univibrator als Phasenschieber 96
Univibrator-Frequenzteiler 184
Univibrator mit Kathodenfolger 89
Univibrator mit Sekundär-Emissionsröhre 95

Valvo 41
Verrundung 209
Verschleifungen 141
Verstärkereinheit 228
Verstärkereinheit, kathodengekoppelte übersteuerungsfeste 229
Verstärkung 39, 233
Verstärkung des Kathodenfolgers 216
Versuchsaufbau 22
Versuchsgerät, Experimentier- 23
Verweilzeit 122
Verzögerungszeiten 171, 177
Viertelperiode 159

Widerstände 20

Zählröhren-Frequenzteiler 186
Zählröhren Z 10 187
Zählschaltungen 17
Zeitablenkung 121
Zeitdehnung 121, 122, 146
Zeitgeberschaltungen 17
Zeitkonstante 31, 32, 38
Zeitkonstante L/R 65
Zeitschriftenveröffentlichungen 247
Zenergebiet 138
Ziffern-Glimmröhren 187
Zipfel 53, 101
Zuleitungsinduktivitäten 203
Zündspannung 44
Zweiergruppen, anodengekoppelte 227
Zweiergruppen, gegengekoppelte 227
Zweiergruppen, kathodengekoppelte 227
Zwischenschichtbildung 39

Fachbücher
für Radiotechniker und Elektroniker

ANGEWANDTE ELEKTRONIK

Richter, Meßpraxis

271 Seiten mit 137 Abbildungen im Text sowie 48 Bildern auf 16 Kunstdrucktafeln. Lw. DM 15.—

Richter, Impulspraxis

Band I: Röhrenschaltungen DM 16.50
Band II: Halbleiterschaltungen DM 15.—

NEUE SCHULE DER RADIOTECHNIK UND ELEKTRONIK

von Ing. Heinz Richter

Band I: Allgemeine Grundlagen, Bauelemente

2. Auflage. 6—8 Tausend. 311 Seiten mit 214 Abbildungen im Text. Lw. DM 16.50

Band II: Grundschaltungen

342 Seiten mit 250 Schaltskizzen und Schaubildern. Lw. DM 16.50

Band III: Geräte, Anlagen, Verfahrenstechnik

383 Seiten mit 250 Abbildungen. Lw. DM 16.50

Band IV: Meßgeräte und Meßverfahren

321 Seiten mit 240 Abbildungen. Lw. DM 16.50

KOSMOS EXPERIMENTIERKASTEN RADIO + ELEKTRONIK

Grundkasten 7 A

Über 100 Versuche mit Transistor und Diode, mit sämtlichen Einzelteilen und Spezialchassis, ferner ein ausführliches Anleitungs- und Experimentierbuch (114 Seiten mit 136 Abb.) Gesamtpreis DM 88.50

Ergänzungskasten 7 B

für weitere 80 effektvolle Versuche mit allen Einzelteilen und einem Anleitungs- und Experimentierbuch (107 Seiten mit 114 Abbildungen) Gesamtpreis DM 54.—

Ergänzungskasten 7 C

über 100 Experimente mit Gasentladungsröhren bis zum Selbstbau eines Anzeigegeräts für radioaktive Strahlung. Mit Anleitungs- und Experimentierbuch DM 54.—

FRANCKH'SCHE VERLAGSHANDLUNG
STUTTGART

ING. HEINZ RICHTER

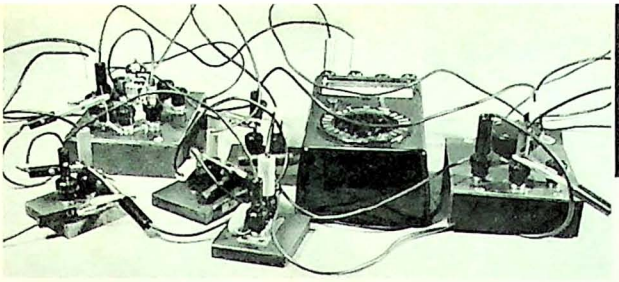
arbeitete vor dem Kriege in der Industrie als Forschungs-Ingenieur und Laborleiter auf dem Gebiete der Flugfunknavigation. 10 Patentanmeldungen, vorwiegend auf dem Sektor Impulstechnik, waren das sichtbare Ergebnis seines Schaffens. Ab 1949 betätigt er sich als unabhängiger Entwicklungs-Ingenieur und als Fachschriftsteller. Neben seinen Fachbüchern – sie erreichen bald eine Gesamtauflage von 300 000 Exemplaren – sind von ihm über 1000 Zeitschriftenaufsätze erschienen. Ing. Heinz Richters Stärke liegt in seiner Fähigkeit, schwierige Dinge so zu erklären, als ob ein erfahrener Meister zu seinen Lehrlingen spricht, die er zu geschickten Praktikern ausbildet.

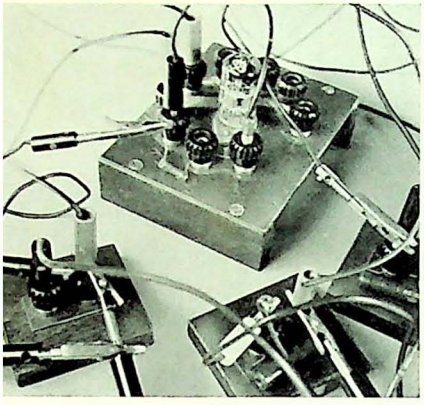
FRANCKH
RADIO BÜCHER

Seit über 35 Jahren

Tafel I

Abb. 1. Ein Versuchsaufbau mit Steckverbindungen

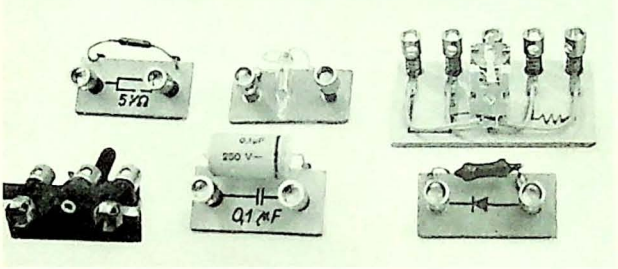


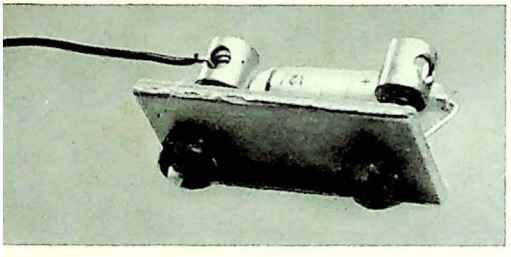


◀ Abb. 2. Provisorisches Vorschalten eines Schutzwiderstandes in dem Aufbau nach Abb. 1

Abb. 3. Einige Einzelteile des Experimentierkastens „Radio und Elektronik" (Franckh-Verlag)
▼

Abb. 4. Anschluß und Befestigung bei den Teilen nach Abb. 3
▼





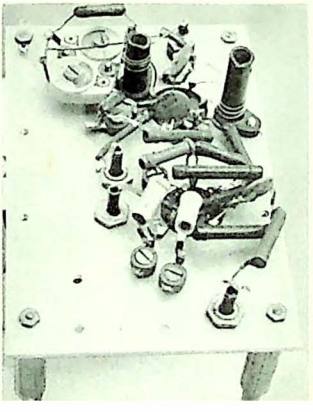
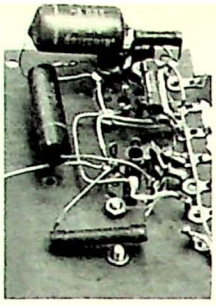


Abb. 5. Versuchsaufbau auf Aluminiumplatte bei kritischer Leitungsführung

Tafel II



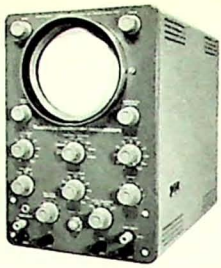


Abb. 6 (links). Versuchsaufbau auf Pertinaxplatte, Leitungsführung weniger kritisch

Abb. 9. Ansicht eines Oszillographen

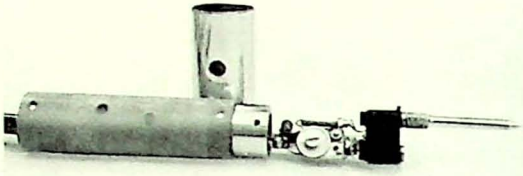


Abb. 10. Kompensierter Spannungsteiler-Tastkopf für einen Oszillographen

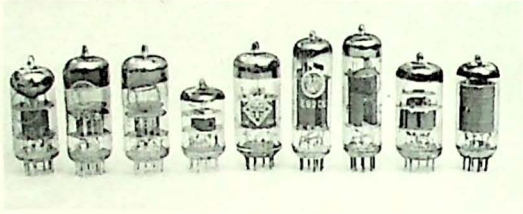


Abb. 11. Ansicht von Spezialröhren für die Impuls- und Breitbandtechnik (Telefunken und Valvo)

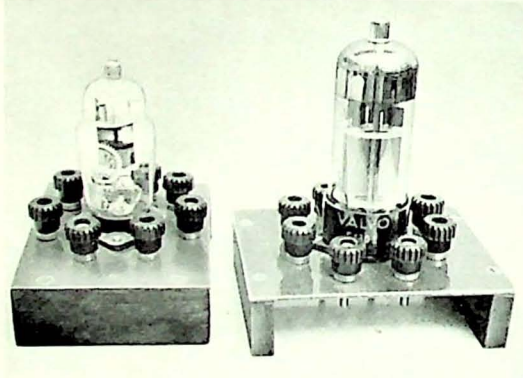


Abb. 12. Eine Gastriode (links) und eine Hochleistungspentode (rechts) (Valvo)

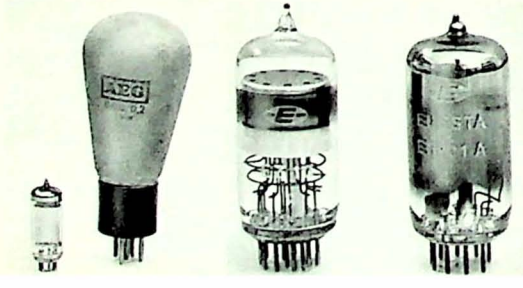


Abb. 13 (links). Vergleich eines modernen Thyratrons (links, Valvo PL 21) mit einem der ersten Thyratrons (AEG, S 0,3/0,2)

Abb. 14 (rechts). Zwei Spezialröhren der Impulstechnik (Elesta)

Abb. 16. Spannung in a von Abb. 15, synchronisiert

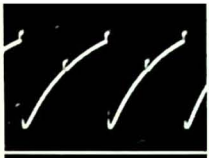


Abb. 17. Wie Abb. 16, nicht synchron

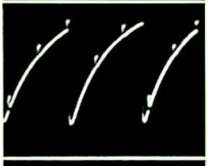


Abb. 20. Spannung an a von Abb. 19, $f_t = 2 f_e$

Abb. 21. Wie Abb. 20, $f_t = 9 f_e$

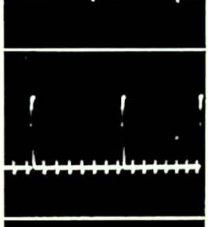


Abb. 24. Spannung an 2 von Abb. 23, $f_e \sim 5$ kHz, symmetrisch

Abb. 25. Wie Abb. 24, Anschluß 4

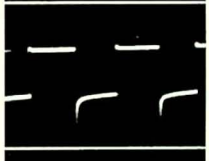


Abb. 26. Wie Abb. 24, Anschluß 6

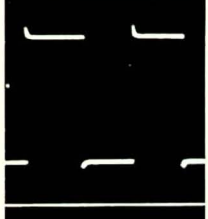


Abb. 27. Wie Abb. 24, unsymmetrisch, Anschluß 1

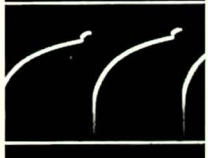


Abb. 28. Wie Abb. 24, unsymmetrisch, Anschluß 3

Abb. 29. Wie Abb. 24, unsymmetrisch, Anschluß 5

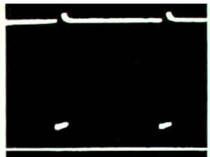


Abb. 30. Wie Abb. 24, unsymmetrisch, Anschluß 2

Abb. 31. Wie Abb. 24, unsymmetrisch, Anschluß 4

Abb. 32. Wie Abb. 24, unsymmetrisch, Anschluß 6

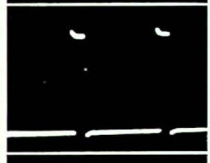


Abb. 36. Zu Abb. 35, Spannung an 1 (oben) und 2 (unten), $f_e \sim 20$ kHz

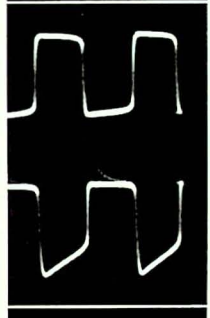


Abb. 37. Wie Abb. 36, Spannung an 3 (oben) und 2 (unten)

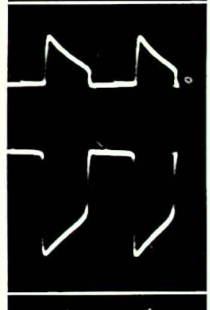


Abb. 38. Zu Abb. 35, Spannung an 5

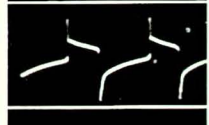
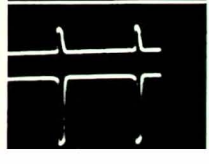


Abb. 39. Zu Abb. 35, Spannung an 3 (oben) und 2 (unten), unsymmetrische Einstellung, R_k klein



Tafel IV

Abb. 41. Zu Abb. 40, $f_e \sim 100$ Hz, $C \sim 5$ nF, S = a, Anschluß 2

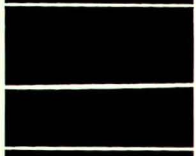


Abb. 42. Wie Abb. 41, Anschluß 3

Abb. 43. Wie Abb. 41, Anschluß 1

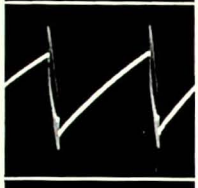


Abb. 44. Zu Abb. 40, Anschluß 2, S = b, $C \sim 5$ nF, $f_e \sim 1$ kHz

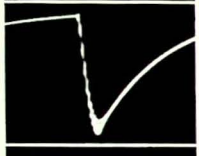


Abb. 45. Zu Abb. 40, Anschluß 2, S = a, $C \sim 500$ pF, $f_e \sim 10$ kHz, kein Eisenkern

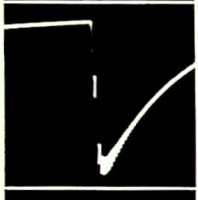


Abb. 46. Wie Abb. 45, mit Eisenkern

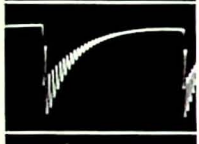


Abb. 47. Wie Abb. 46, mit Eisenkern, C = 50 pF, $f_e \sim 100$ kHz

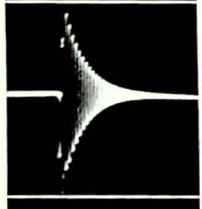


Abb. 48. Wie Abb. 47, Anschluß 3

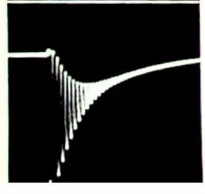


Abb. 49. Wie Abb. 47, Anschluß 1

Abb. 50. Wie Abb. 47, C = 0, $f_e \sim 150$ kHz

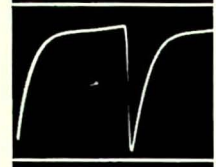


Abb. 51. Wie Abb. 47, Eisenkerntransformator

Abb. 52. Wie Abb. 51, C = 5 nF

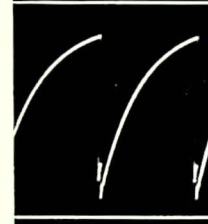


Abb. 54. Spannung an a von Abb. 53, Potentiometerschleifer ganz unten

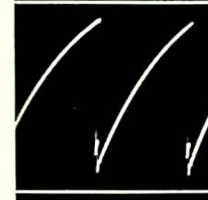


Abb. 55. Wie Abb. 54, Potentiometerschleifer in der Mitte

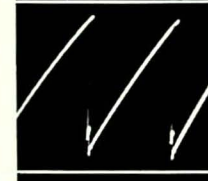


Abb. 56. Wie Abb. 54, Potentiometerschleifer ganz oben

Abb. 59. Spannung an 1 von Abb. 58, $f_e \sim 10$ kHz

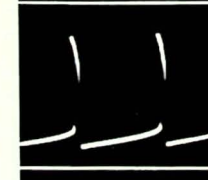


Abb. 60. Wie Abb. 59, Anschluß 2

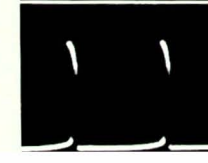


Abb. 61. Wie Abb. 59, Anschluß 3

Abb. 62. Wie Abb. 59, Anschluß 1, R verkleinert, prozentuale Rücklaufdauer größer

Abb. 64. Spannung an 1 von Abb. 63, Rücklauf kurz, $f_e \sim 8$ kHz

Abb. 65. Wie Abb. 64, Anschluß 3

Abb. 66. Wie Abb. 64, Anschluß 2

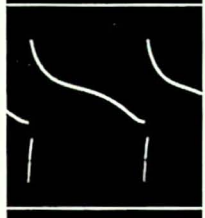


Abb. 67. Wie Abb. 64, Anschluß 5

Abb. 68. Wie Abb. 64, Anschluß 4

Abb. 69. Wie Abb. 64, Anschluß 1, prozentualer Rücklauf durch R_g verlängert

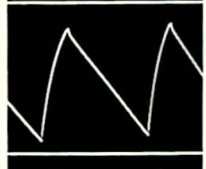


Abb. 72. Zu Abb. 71, Spannung an 2, kurze Impulse

Abb. 73. Wie Abb. 72, lange Impulse

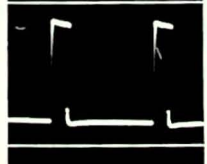


Abb. 74. Spannung an 1 von Abb. 71, kurze Steuerimpulse

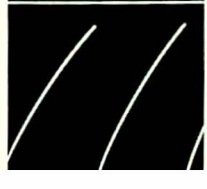


Abb. 75. Wie Abb. 74, lange Steuerimpulse

Abb. 76. Wie Abb. 74, RC_1 verkleinert

Abb. 77. Wie Abb. 76, zu kleine Vorspannung

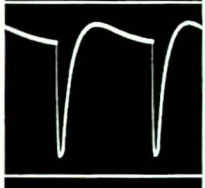


Abb. 78. Spannung an 3 von Abb. 71

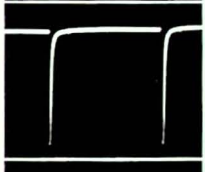


Abb. 80. Spannung an 2 von Abb. 79

Abb. 81. Wie Abb. 80, RC verkleinert

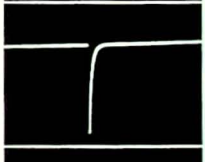


Abb. 82. Spannung an 1 von Abb. 79, R_k mit 20 nF belastet

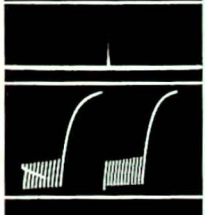


Abb. 83. Spannung an 2 bei Rechtecksteuerung des Gitters, freie Kippschwingungen bei positiver Rechteck-Halbwelle

Abb. 88. Spannung an 1 von Abb. 87, $f_t = 10$ kHz, $C = 50$ pF, ohne Diode

Tafel V

Tafel VI

Abb. 89. Wie Abb. 38, Anschluß 2

Abb. 90. Wie Abb. 88, Anschluß 3

Abb. 91. Wie Abb. 88, Anschluß 4

Abb. 92. Wie Abb. 38, mit Kathodenfolger, ohne Diode, Anschluß 1

Abb. 93. Wie Abb. 92, mit Diode

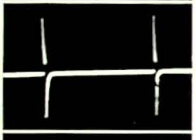


Abb. 94. Wie Abb. 88, f_t = 1 kHz, C = 50 pF, ohne Kathodenfolger und Diode

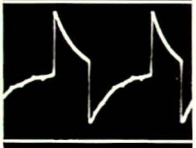


Abb. 95. Wie Abb. 88, mit Kathodenfolger, ohne Diode, f_t = 100 kHz, Frequenzteilung

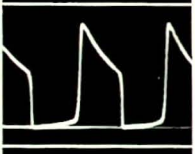


Abb. 96. Wie Abb. 95, mit Diode und Kathodenfolger, C = 10 pF, f_t = 100 kHz

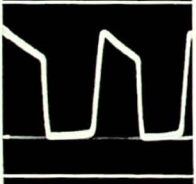


Abb. 97. Wie Abb. 96, ohne Kathodenfolger

Abb. 98. Spannung an 1 von Abb. 87 C = 500 pF, f_t = 4 kHz, mit Diode

Abb. 99. Wie Abb. 98, Zeitkonstante verkleinert

Abb. 100. Wie Abb. 98, Zeitkonstante sehr klein

Abb. 101. Wie Abb. 98, Auslösung noch gleichmäßig

Abb. 102. Wie Abb. 101, Auslösung nicht mehr voll

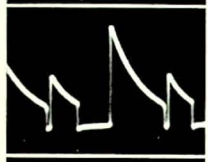


Abb. 103. Wie Abb. 102, Auslösung noch unvollständiger

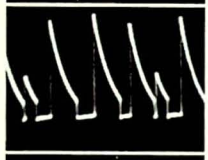


Abb. 104. Wie Abb. 103, Auslösen fast nicht mehr möglich

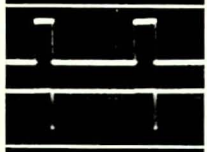


Abb. 108. Spannung an a (oben) und e (unten) von Abb. 107

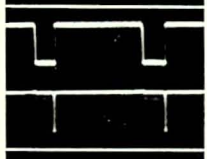


Abb. 109. Spannung an b (oben) und e (unten) von Abb. 107

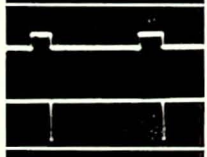


Abb. 110. Spannung an d (oben) und e (unten) von Abb. 107

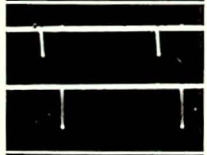


Abb. 111. Spannung an f (oben) und e (unten) von Abb. 107

Abb. 113. Spannung an a (oben) und e (unten) von Abb. 112, f_t = 10 kHz

Abb. 114. Wie Abb. 113, b (oben) und e (unten)

Abb. 115.
Wie Abb. 113,
c (oben) und
e (unten)

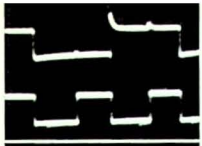


Abb. 116.
Wie Abb. 113,
d (oben) und
e (unten)

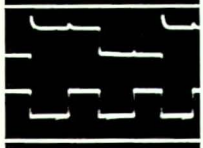


Abb. 117.
Wie Abb. 114, R_k zu
klein, synchronisiertes
Selbstschwingen

Abb. 118. Spannung
an a von Abb. 112,
f_t = 100 kHz

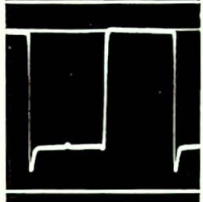


Abb. 119.
Wie Abb. 118,
f_t = 300 kHz

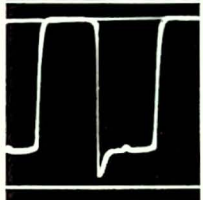


Abb. 120.
Wie Abb. 119, 80 kHz
R_a = 20 kΩ,
R_g = 100 kΩ,
R = 200 Ω

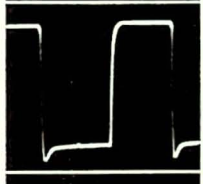


Abb. 121. Spannung
an a von Abb. 112,
10 kHz, keine Koppel-
kondensatoren

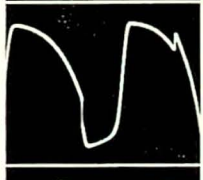


Abb. 122.
Wie Abb. 121, nur
1 Koppelkondensator

Abb. 124. Spannung
an a (oben) und
c (unten) von Abb. 7,
f_t = 10 kHz

Abb. 125. Spannung
an d (oben) und
c (unten) von Abb. 7

Abb. 126. Spannung
an b (oben) und
c (unten) von Abb. 7

Abb. 127.
Wie Abb. 125, lange
Leitzeit von V_1

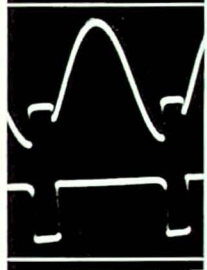


Abb. 128.
Wie Abb. 127, kurze
Leitzeit von V_1

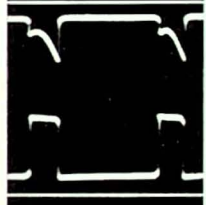


Abb. 129.
Wie Abb. 125, Rück-
kopplung durch Ab-
griff von R_1 verkleinert

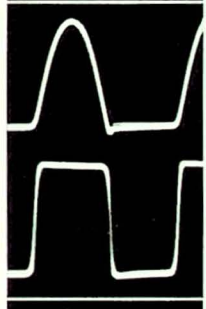
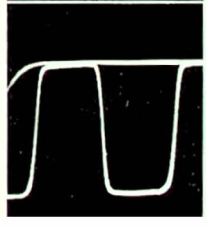


Abb. 130. Spannung
an c von Abb. 7,
f_t = 500 kHz



Tafel VIII

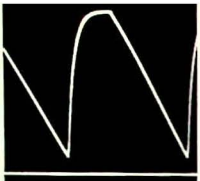


Abb. 135. Spannung an a von Abb. 134, $f_t \sim 10$ kHz, schwache Zeitdehnung

Abb. 136. Wie Abb. 135, Punkt c

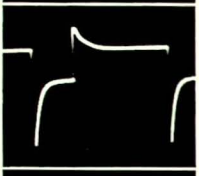


Abb. 137. Wie Abb. 135, Punkt b

Abb. 138. Wie Abb. 135, Punkt d

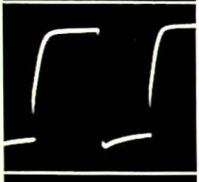


Abb. 139. Wie Abb. 135, Punkt e

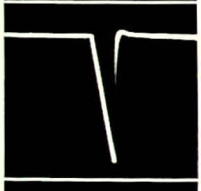


Abb. 140. Wie Abb. 135, starke Dehnung

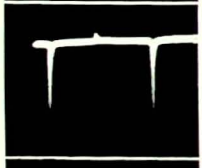


Abb. 141. Impulsoszillogramm bei periodischer Zeitablenkung

Abb. 142. Impulsoszillogramm, getriggerte Zeitachse, schwache Dehnung

Abb. 143. Wie Abb. 142, starke Dehnung

Abb. 144. Spannung an a von Abb. 134 mit Verweilzeit

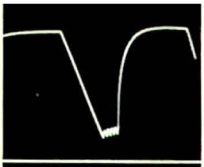


Abb. 145. Wie Abb. 144, Dynatronschwingungen

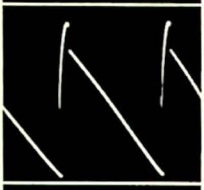


Abb. 146. Spannung an a von Abb. 134 bei entfernter Röhre V_2

Abb. 147. Wie Abb. 146, Punkt c

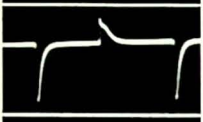


Abb. 149. Ausgangsspannung v. Abb. 148, D = S 35

Abb. 150. Wie Abb. 149, D = OA 5

Abb. 152. Ausgangsspannung v. Abb. 151

Abb. 154. Spannung an b (oben) und c (unten) in Abb. 153

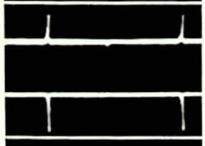


Abb. 155. Spannung an a (oben) und c (unten) v. Abb. 153

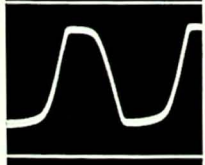


Abb. 157. Ausgangsspannung v. Abb. 156

Abb. 158. Wie Abb. 157, Dioden FD 3

Abb. 159. Ausgangsspannung v. Abb. 148 bei Verwendung einer EAA 91

Abb. 160. Wie Abb. 159, Dioden FD 3

Abb. 162. Ausgangsspannung v. Abb. 161, $f_t = 400$ Hz, $U_{g2} = 130$ V, $U_a = 100$ V

Abb. 163. Wie Abb. 162, $U_a = 50$ V, $U_{g2} = 130$ V

Abb. 164. Wie Abb. 162, größere Gitter-Zeitkonstante CR

Abb. 165. Wie Abb. 164, Triodenschaltung

Abb. 167. Ausgangsspannung v. Abb. 166, C = 100 nF, S geöffnet

Abb. 168. Wie Abb. 167, S geschlossen

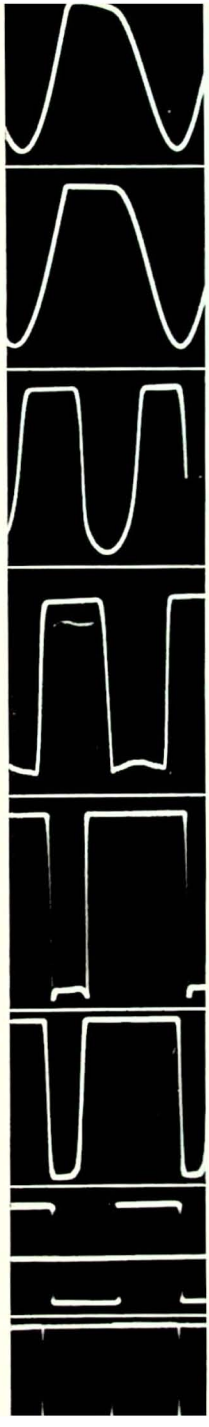


Abb. 169. Wie Abb. 167, S geöffnet, C = 500 pF

Abb. 170. Wie Abb. 169, S geschlossen

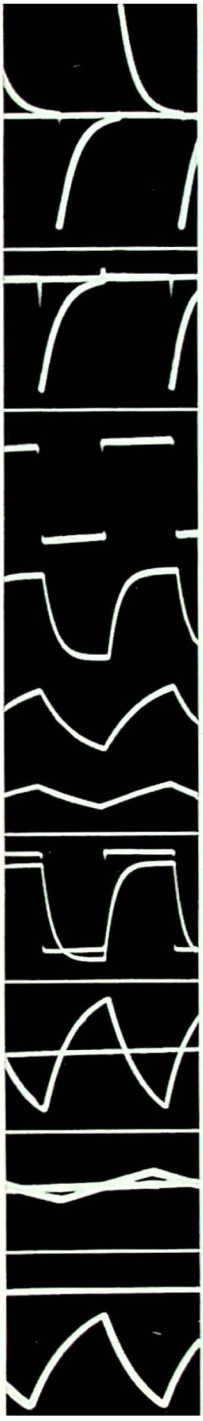
Abb. 172. Ausgangsspannung v. Abb. 171 bei verschiedenen Zeitkonstanten (s. Text)

Abb. 173. Doppeloszillogramm von Abb. 172 (erstes und zweites Bild von oben)

Abb. 174. Ausgangsspannung v. Abb. 171 mit Nullinie, S geschlossen

Abb. 175. Wie Abb. 174, S geschlossen, Zeitkonstante vergrößert

Abb. 176. Wie Abb. 174, S geöffnet



Tafel IX

Tafel X

Abb. 177.
Wie Abb. 175,
S geöffnet

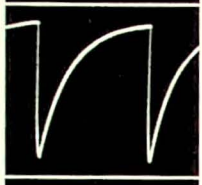


Abb. 179. Ausgangsspannung v. Abb. 178 ohne Integrationsglied

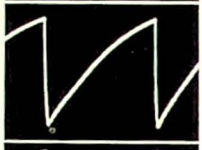


Abb. 180. Ausgangsspannung v. Abb. 178 mit Integrationsglied, Stufe 1

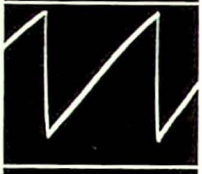


Abb. 181.
Wie Abb. 180, Stufe 2

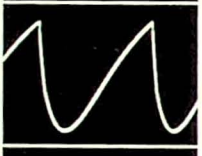


Abb. 182.
Wie Abb. 180, Stufe 3

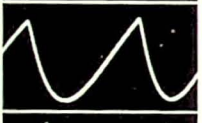


Abb. 183.
Wie Abb. 180, Stufe 4

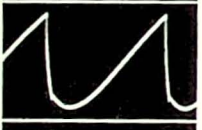


Abb. 184.
Wie Abb. 183,
R_4 eingeschaltet

Abb. 185.
Wie Abb. 184, mangelhafte Sperrung von V

Abb. 188. Ausgangsspannung von Abb. 187, f_t = 10 kHz, bei verschiedenen Zeitkonstantenwerten (s. Text)

Abb. 188. Bild 4

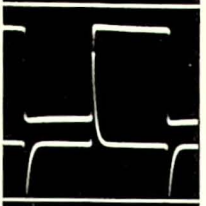


Abb. 189. Doppeloszillogramm der Eingangs- und Ausgangsspannung v. Abb. 187

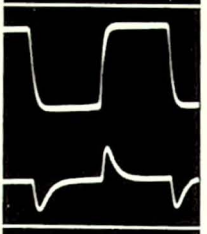


Abb. 190.
Wie Abb. 189,
f_t = 100 kHz

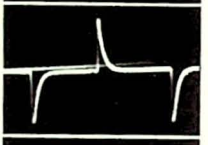


Abb. 191. Ausgangsspannung v. Abb. 187 bei C = 50 pF, R = 6 kΩ, f_t = 50 kHz

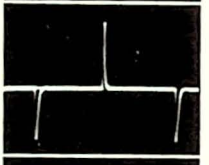


Abb. 192.
Wie Abb. 191,
f_t = 50 kHz,
C = 500 pF,
R = 100 Ω

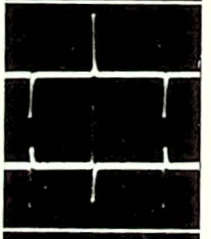


Abb. 194. Spannung an a (oben) und b (unten), f_t = 10 kHz

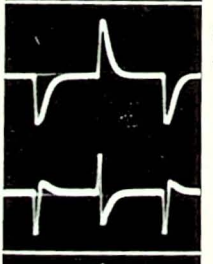


Abb. 195.
Wie Abb. 194,
f_t = 100 kHz

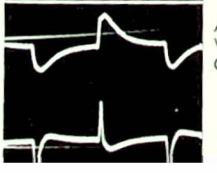


Abb. 196.
Wie Abb. 195,
C_1 vergrößert

Abb. 197.
Wie Abb. 193,
S_1 und S_1 geschlossen

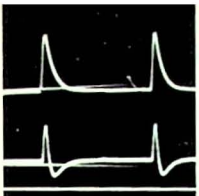


Abb. 199. Ausgangsspannung v. Abb. 198, ohne Differenzierung

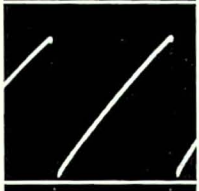


Abb. 200.
Wie Abb. 199, schwache Differenzierung

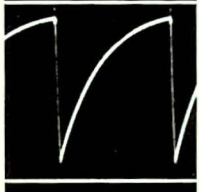


Abb. 201.
Wie Abb. 200, stärkere Differenzierung

Abb. 202.
Wie Abb. 200, sehr starke Differenzierung

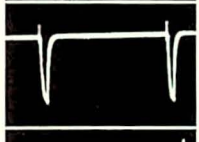


Abb. 204. Ausgangsspannung v. Abb. 203, R sehr klein, f_t = 50 kHz, ohne Diode

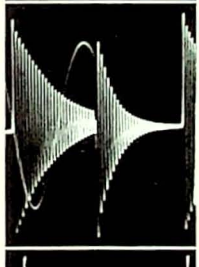


Abb. 205.
Wie Abb. 204,
R vergrößert

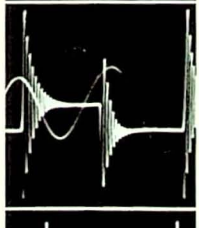


Abb. 206.
Wie Abb. 204,
R wesentlich vergrößert

Abb. 207.
Wie Abb. 206,
L verkleinert

Abb. 208.
Wie Abb. 204, R sehr klein, mit Diode FD 3

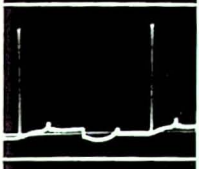


Abb. 211. Ausgangsspannung v. Abb. 210, an G_1 Sinusspannung 2 kHz, an G_3 Rechteckspannung 500 Hz, U_{g3} sehr groß

Abb. 212.
Wie Abb. 211,
U_{g3} kleiner

Abb. 213.
Wie Abb. 211, Rechteckspannung an G_1

Abb. 214.
Wie Abb. 212, Rechteckspannung an G_1

Abb. 216. Spannung an a und b von Abb. 215, Phasenwinkel 0°

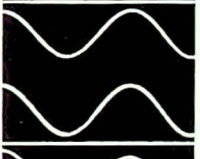


Abb. 217.
Wie Abb. 216, Phasenwinkel etwa 90°

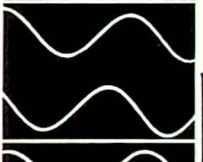


Abb. 218.
Wie Abb. 216, Phasenwinkel etwa 130°

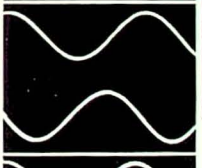


Abb. 219.
Wie Abb. 216. Phasenwinkel etwa 180°

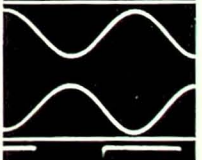


Abb. 220. Spannung an c (oben) und b (unten), Rechtecksteuerung, Phasenwinkel 0°

Tafel XII

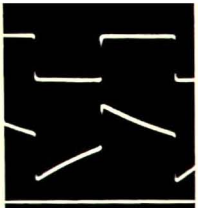


Abb. 221.
Wie Abb. 220, Phasenwinkel etwa 90°

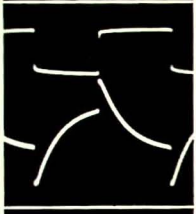


Abb. 222.
Wie Abb. 220, Phasenwinkel etwa 130°

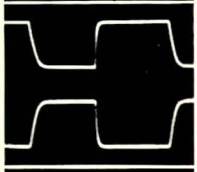


Abb. 223.
Wie Abb. 220, Phasenwinkel etwa 180°

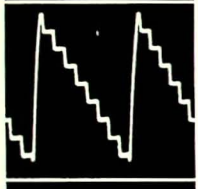


Abb. 228. Ausgangsspannung an a von Abb. 227, f_t = 10 kHz, C = 0,1 μF

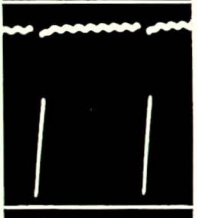


Abb. 229.
Wie Abb. 228, Punkt b

Abb. 230.
Wie Abb. 228, Punkt c

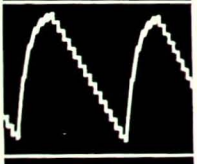


Abb. 231.
Wie Abb. 228, Punkt a, R vergrößert

Abb. 232.
Wie Abb. 228, Frequenzteilerverhältnis durch Erhöhen des Ladestroms verkleinert

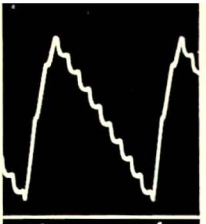


Abb. 233.
Wie Abb. 228, f_t = 500 kHz

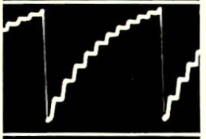


Abb. 235. Spannung an a von Abb. 234, f = 10 kHz

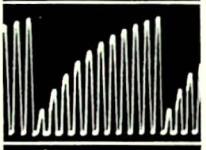


Abb. 236.
Wie Abb. 235, Punkt b

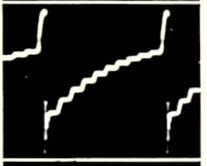


Abb. 237.
Wie Abb. 235, Punkt d

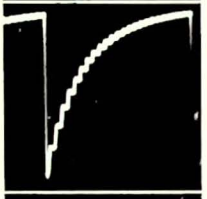


Abb. 238.
Wie Abb. 235, Punkt a
R_1 vergrößert

Abb. 239. Spannung an a von Abb. 234,
C = 100 pF,
C_1 = 20 nF,
C_1/C = 200
Anstieg linearisiert

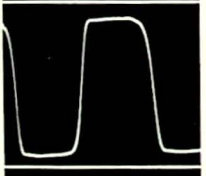


Abb. 241. Ausgangsspannung v. Abb. 240, ohne R, mit C_1
f_t = 500 kHz

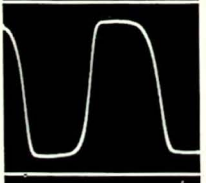


Abb. 242.
Wie Abb. 241, mit R

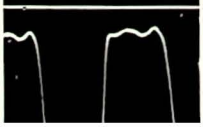


Abb. 243.
Wie Abb. 241, ohne C_1

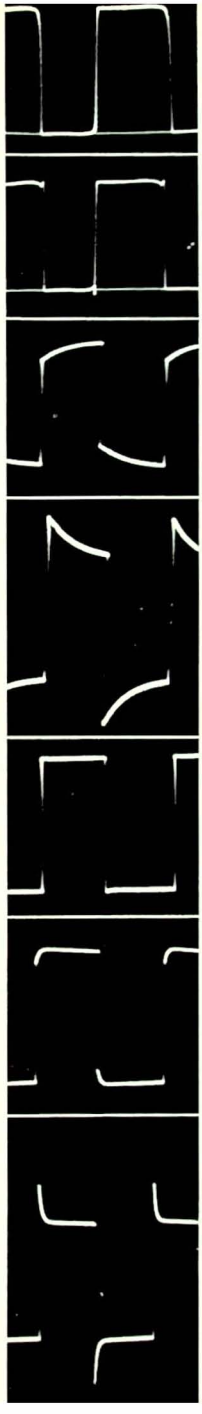


Abb. 244.
Wie Abb. 241,
f_t = 50 kHz, ohne
Serien-Induktivität

Abb. 245.
Wie Abb. 244, mit
L-Kompensation

Abb. 249. Ausgangs-
spannung v. Abb. 248,
Unterkompensation

Abb. 250.
Wie Abb. 149,
Überkompensation

Abb. 251.
Wie Abb. 249, rich-
tige Kompensation

Abb. 252.
Wie Abb. 249, Folge-
frequenz verkleinert

Abb. 253.
Wie Abb. 250, Folge-
frequenz verkleinert

Abb. 255. Ausgangs-
spannung v. Abb. 254,
f_t = 100 kHz,
R_a = 5 kΩ, ohne
R_kC_k-Kompensation

Abb. 256.
Wie Abb. 255, optimal
mit R_kC_k kompensiert

Abb. 257.
Wie Abb. 256,
Überkompensation

Abb. 258.
Wie Abb. 256,
f_t = 1 MHz, keine
Kompensation

Abb. 259.
Wie Abb. 258, optimal
mit R_kC_k kompensiert

Abb. 261. Ausgangs-
spannung v. Abb. 260,
f_t = 100 Hz, C = 0

Abb. 262.
Wie Abb. 261,
C = 1 μF, Kompen-
sation mit R genau
eingeregelt

Abb. 263.
Wie Abb. 261,
R_g kleiner

Abb. 264.
Wie Abb. 263,
schlechte Kompen-
sation

Tafel XIII

Abb. 266. Ausgangsspannung v. Abb. 265, f_t = 100 Hz, ohne Kompensationsglieder

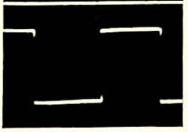


Abb. 267.
Wie Abb. 266, Kompensationsglieder optimal abgeglichen

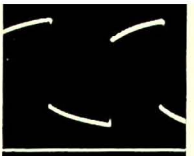


Abb. 268.
Wie Abb. 267, falscher Wert von R_1

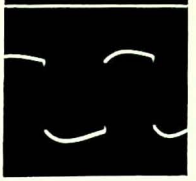
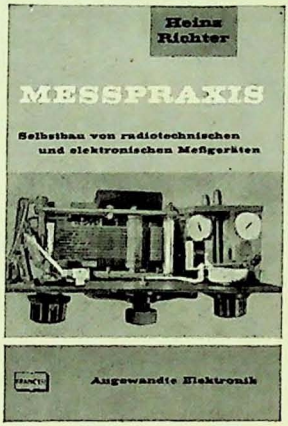


Abb. 269.
Wie Abb. 267, R_2 zu klein

In der Reihe

ANGEWANDTE ELEKTRONIK

sind ferner erschienen: